



Modélisation des Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques pour la conversion d'énergie dans les actionneurs et leur commande.

Jean-Yves Gauthier

► To cite this version:

Jean-Yves Gauthier. Modélisation des Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques pour la conversion d'énergie dans les actionneurs et leur commande.. Automatique / Robotique. Université de Franche-Comté, 2007. Français. NNT: . tel-00258807

HAL Id: tel-00258807

<https://theses.hal.science/tel-00258807>

Submitted on 25 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Année : 2007

THÈSE

présentée à

**L'U.F.R. DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
DE FRANCHE-COMTÉ**

en AUTOMATIQUE

(École Doctorale Sciences Physiques pour l'Ingénieur et Microtechniques)

**Modélisation des Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques
pour la conversion d'énergie dans les actionneurs et leur com-
mande.**

par

Jean-Yves GAUTHIER

Soutenue le 13 Décembre 2007 devant la Commission d'Examen :

Rapporteurs :

Marcel BERVEILLER

Professeur des Universités, ENSAM, Metz

Hervé Tanneguy REDARCE

Professeur des Universités, INSA, Lyon

Examineurs :

(Encadrant)

Arnaud HUBERT

Maître de Conférences, UFC, Besançon

(Président du jury)

Gilbert REYNE

Directeur de Recherche CNRS, G2Elab, Grenoble

Directeurs de thèse :

Nicolas CHAILLET

Professeur des Universités, UFC, Besançon

Christian LEXCELLENT

Professeur des Universités, ENSMM, Besançon

Invité :

Joël ABADIE

Ingénieur de Recherche CNRS, LAB, Besançon

« Natura enim non nisi parendo vincitur »
(La nature, pour être commandée, doit être obéie.)

Francis Bacon [Novum Organum (1620)]

À Karine
À mes parents
À mes frères et sœurs

Remerciements

Avant d'être le résultat de plusieurs années de recherche, le travail présenté ici a été fortement inspiré par ma vie personnelle. De nombreux individus qui me sont chers ont ainsi participé à créer un terreau fertile qui m'a permis d'aboutir à ce travail. Je remercie ainsi particulièrement mes parents qui m'ont inconditionnellement encouragés à poursuivre mes études et à mener ma vie telle je l'entendais. Je remercie dans la même mesure mes frères et sœurs qui font partie de ces fondations indispensables à mon épanouissement. Et Karine, ma muse inspiratrice, qui a dû subir au fil des jours mes sautes d'humeur, mes difficultés, mes joies, sans toujours percevoir le tenant et les aboutissants de ces recherches, je la remercie du fond du cœur.

Les conditions de travail se sont révélées excellentes au Laboratoire d'Automatique de Besançon. Je tiens ainsi à remercier les directeurs successifs, Alain Bourjault puis Nicolas Chaillet, pour m'avoir permis de réaliser mes travaux de thèse au sein de ce laboratoire, ce lieu d'échange formidable. L'ambiance de travail restera pour moi une des principales raisons du bon déroulement de ces travaux, c'est pourquoi, je remercie l'ensemble des personnels du LAB pour la bonne ambiance qu'ils ont su faire naître dans cet établissement.

J'adresse toute ma reconnaissance à mon principal encadrant, Arnaud Hubert, maître de conférence à l'Université de Franche-Comté pour son très bon encadrement, son aide scientifique précieuse, sa disponibilité, ses compétences et sa bonne humeur.

Je remercie mes directeurs de thèse, Nicolas Chaillet, professeur à l'Université de Franche-Comté et Christian LExcellent, professeur à l'École Nationale Supérieure de Mécanique et des Microtechniques qui ont contribué à la réussite de cette collaboration exemplaire entre les deux laboratoires mais surtout pour leur confiance et les échanges fructueux que j'ai eu avec eux.

J'adresse toute ma gratitude à Joël Abadie, Ingénieur de Recherche CNRS, pour ses apports scientifiques notamment sur les AMF et les simulations numériques ainsi que pour les très bonnes relations que nous avons entretenues ensemble.

Je tiens à remercier Monsieur Marcel Berveiller, professeur à l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Metz et Monsieur Hervé Tanneguy Redarce, Professeur

à l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de rapporter ce travail. Je tiens également à remercier Monsieur Gilbert Reyne, Directeur de Recherche du CNRS affecté au Laboratoire de Génie Électrique de Grenoble (G2Elab), pour avoir présider ma soutenance de thèse.

Je remercie enfin tous les autres, amis, famille, collaborateurs qui ont contribué de près ou de loin à l'établissement de ce mémoire.

Jean-Yves

Table des matières

Introduction générale	1
1 Matériaux actifs et Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques	3
1.1 Du système automatisé classique vers l'adaptronique	3
1.1.1 Le système automatisé classique	3
1.1.2 La mécatronique	4
1.1.3 L'adaptronique	5
1.1.4 Exemple d'évolution	5
1.1.5 Transduction et conversion d'énergie	5
1.2 Transduction thermomécanique	6
1.2.1 Expansion thermique	6
1.2.2 Transition de phase gaz-liquide	7
1.2.3 Alliages à Mémoire de Forme classiques (AMFs)	7
1.3 Transduction magnéto-mécanique	9
1.3.1 Matériaux magnétostrictifs	9
1.3.2 Ferrofluides et fluides magnéto-rhéologiques	10
1.4 Transduction électromécanique	11
1.4.1 Matériaux piézoélectriques	11
1.4.2 Polymères électroactifs	12
1.4.3 Fluides électro-rhéologiques	13
1.5 Transduction Chimico-mécanique	13
1.5.1 Polymères conducteurs	13
1.5.2 Muscles naturels	15
1.6 Micro-actionneurs à transduction géométrique	15
1.7 Les Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques	16
1.7.1 Les composites à mémoire de forme magnétiques et les alliages Fe-Pd	16
1.7.2 Les alliages Ni-Mn-Ga	18
1.8 Notoriété des différents matériaux	18
1.9 Conclusion	18

2	Modélisation des Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques	21
2.1	Introduction	21
2.2	Quelques modèles	22
2.2.1	Modèle proposé par Murray et al.	22
2.2.2	Micromagnétisme	23
2.2.3	Modèle proposé par O’Handley et al.	23
2.2.4	Modèle proposé par Likhachev et Ullakko	23
2.2.5	Vers des modèles thermodynamiques	24
2.2.6	Des approches originales	25
2.2.7	Les convergences entre ces approches	26
2.3	Cristallographie du Ni-Mn-Ga	26
2.3.1	Les différentes phases et variantes	26
2.3.2	Réarrangement et transformation	27
2.3.3	Calculs de microstructure	29
2.4	Modèle général magnéto-thermo-mécanique du comportement d’un AMFM	30
2.4.1	Notions de thermodynamique des processus irréversibles à variables internes	31
2.4.2	Expression de l’énergie libre de Gibbs associée à un chargement magnéto-thermo-mécanique	33
2.4.3	Choix du volume élémentaire représentatif	34
2.4.4	Expression de l’énergie chimique	35
2.4.5	Expression de l’énergie thermique	36
2.4.6	Expression de l’énergie mécanique	36
2.4.7	Expression de l’énergie magnétique	37
2.4.8	Expression générale de l’énergie libre de Gibbs totale	41
2.5	Modèle isotherme du réarrangement martensitique dans le Ni-Mn-Ga	42
2.5.1	Expression de l’énergie libre de Gibbs pour le processus de réarrangement des variantes de martensite	42
2.5.2	Utilisation de l’énergie libre de Gibbs	43
2.5.3	Comparaison entre les prédictions du modèle et les mesures expérimentales	46
2.5.4	Extension à une densité volumique de variable	52
2.6	Exploitation du modèle en température et limites	57
2.6.1	Introduction	57
2.6.2	Valeurs de déformation	58
2.6.3	Évolution de la magnétisation	59
2.6.4	Influence de la température sur le réarrangement martensitique	60
2.6.5	Transformation Austénite-Martensite	63
2.7	Simulation numérique prenant en compte le cas général	67
2.7.1	Le modèle	67
2.7.2	Simulations numériques	70
2.7.3	Quelques résultats de simulation	70
2.8	Conclusion sur la modélisation des AMFMs	76

3	Actionnement par AMFM	79
3.1	Introduction	79
3.2	État de l'art sur les actionneurs à base d'AMFM	80
3.2.1	Actionneur élémentaire	80
3.2.2	Moteur linéaire	80
3.2.3	Pompage	80
3.2.4	Absorption d'énergie	82
3.2.5	Micro-actionneur pour scanner optique	82
3.2.6	Micro-actionneur hybride	82
3.2.7	Utilisation des aimants permanents en combinaison avec les bobines électriques	83
3.3	Étude approfondie de l'actionneur élémentaire	83
3.3.1	Modélisation du circuit magnétique	83
3.3.2	Dimensionnement	85
3.3.3	Fonction capteur et auto-détection	87
3.3.4	Effet d'échelle	91
3.3.5	Les limites de l'actionneur classique	93
3.4	L'actionneur Push-Pull	93
3.4.1	Introduction	93
3.4.2	Principe	94
3.4.3	Aspects cinématiques	96
3.4.4	Modèle simplifié	96
3.4.5	Simulations	99
3.4.6	Résultats expérimentaux	103
3.5	Quelques idées d'utilisation, notamment en microrobotique	105
3.5.1	Bloqueur intégré sur palette	105
3.5.2	Système quart de tour	108
3.5.3	Système de transport par effet stick-slip	110
4	Modélisation dynamique	113
4.1	Introduction	113
4.1.1	Dynamique des AMFMs et des AMFs	113
4.1.2	Pourquoi une approche mécatronique de la modélisation dynamique ?	114
4.1.3	Le formalisme lagrangien	115
4.1.4	Le formalisme de Hamilton	116
4.2	Le système et sa modélisation hamiltonienne	117
4.3	Les différentes énergies mises en jeu	118
4.3.1	Énergies du circuit magnétique	118
4.3.2	Énergies de l'AMFM	120
4.3.3	Énergies de la charge entraînée	122
4.4	Écriture des équations de Hamilton	122
4.5	Identification des paramètres	124
4.5.1	Comportement du circuit magnétique	124

4.5.2	Comportement quasi-statique de l'AMFM	126
4.5.3	Comportement de la charge	126
4.6	Comparaison entre les simulations et les résultats expérimentaux	129
4.6.1	Mise en place du simulateur numérique	129
4.6.2	Résultats	130
4.7	Énergie et rendement	131
4.7.1	Mode quasi-statique	131
4.7.2	Mode dynamique	132
4.7.3	Rendement énergétique	134
4.8	Influence de la température sur la dynamique	134
5	Commande	137
5.1	Introduction	137
5.2	Les systèmes d'alimentation	137
5.2.1	Le banc d'essai V1	137
5.2.2	L'actionneur V2	138
5.2.3	L'actionneur push-pull	139
5.3	Non-linéarité et commande	140
5.3.1	Introduction	140
5.3.2	Commande des systèmes à hystérésis	141
5.4	Développement d'une commande hybride	141
5.4.1	Description du système commandé	141
5.4.2	Modélisation	142
5.4.3	Stratégie de commande	147
5.4.4	Généralisation de ce type de commande	152
5.5	Développement d'autres types de commande : les commandes énergétiques	158
5.5.1	Passivité et principaux concepts associés	159
5.5.2	Commande par les outils liés à la passivité	160
5.6	Conclusion	161
	Conclusion générale	163
A	Microstructure du Ni-Mn-Ga	167
B	Énergie magnétique et coefficient de démagnétisation pour l'actionneur V1	173
C	Modélisation du circuit magnétique	177
C.1	Expérience réalisée	177
C.2	Modélisation simplifiée	177
C.2.1	Modélisation magnétique	177
C.2.2	Modélisation électrique	179
C.3	Modélisation prenant en compte les fuites du champ magnétique	181

C.4	Modélisation prenant en compte les fuites du champ magnétique et la saturation du Fe-Si	183
C.5	Coefficient de démagnétisation	184
Bibliographie		187

Table des figures

1.1	Lien entre la mécatronique et les domaines traditionnels.	4
1.2	Températures de transformation dans les AMFs.	7
1.3	Comportement thermo-mécanique des AMFs.	8
1.4	Relation typique entre la déformation et le champ magnétique appliqué dans les matériaux magnétostrictifs.	10
1.5	Modèle théorique de Bingham pour un fluide. Dans les fluides magnéto-rhéologiques, la contrainte seuil τ_{cr} dépend du champ magnétique appliqué.	10
1.6	Représentation schématique de l'actionnement par élastomère diélectrique.	12
1.7	Changement de volume dans un gel polymère.	14
1.8	Représentation d'un actionneur IPMC.	14
1.9	Constitution d'une myofibrille dans un muscle naturel : des microfilaments de myosine et d'actine sont entrelacés. Lors d'une contraction, des ponts s'effectuent entre celles-ci qui se déforment pour exercer un effort.	16
1.10	Comparaison entre un actionneur avec un ressort en fer et avec un ressort réalisé en FePd [Wad02].	17
1.11	Comparaison de la représentation des différents matériaux actifs et semi-actifs lors de la conférence ACTUATOR (Seuls les matériaux actifs et semi-actifs sont pris en compte pour le calcul des pourcentages).	19
2.1	Les trois variantes de martensite lors d'une transformation d'une structure cubique vers une structure tetragonale.	28
2.2	Réarrangement et transformation dans un AMFM.	28
2.3	Microstructure correspondant à une interface austénite - martensite jumelée [Lex04].	30
2.4	Volume élémentaire représentatif (VER) lorsque l'échantillon est composé par seulement deux variantes de martensite M1 et M2 ($z = z_1$ et $1 - z = z_2$).	34
2.5	Évolution du Volume élémentaire représentatif lorsqu'il est soumis à un champ magnétique.	35
2.6	Échantillon soumis à une contrainte de compression perpendiculaire au champ magnétique.	37
2.7	Force thermodynamique $\Pi(\sigma, \alpha, \theta)$ en fonction de la fraction volumique $z \in [0, 1]$ de martensite M_1	44
2.8	Description d'un cycle spécial incluant le concept de points mémoire.	45

2.9	Magnétisation en fonction du champ magnétique appliqué, pour différentes valeurs de fraction volumique de martensite z : modèle (traits continus) et relevés expérimentaux issus de [Lik04] (o).	46
2.10	Photographie du prototype V1 et zoom sur l'entrefer où est inséré l'échantillon d'AMFM.	47
2.11	Ligne de début de réarrangement (H_0, σ) ; prédiction du modèle (ligne) et résultats expérimentaux (croix).	48
2.12	Déformation en fonction de la contrainte pour différentes valeurs de champs magnétiques - prédiction du modèle (ligne) et résultats expérimentaux (croix et cercles).	49
2.13	Déformation en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de contraintes : prédiction du modèle (traits pointillés) et relevés expérimentaux (traits continus).	50
2.14	Résultats expérimentaux décrivant différents types de boucles internes.	51
2.15	Représentation des volumes élémentaires au sein d'un échantillon d'AMFM.	52
2.16	Représentation de la ligne d'équilibre thermodynamique.	53
2.17	Représentation de la ligne d'équilibre et des cinétiques.	54
2.18	Représentation des valeurs d'interaction $K(v)$ et de différence d'énergie $\Delta_G(v)$.	54
2.19	Représentation mathématique du triangle de Preisach correspondant aux valeurs de $\Delta_G(v)$ et de $K(v)$. Les hachures correspondent à la surface où l'inégalité de Clausius-Duhem n'est pas vérifiée.	55
2.20	Cas particulier où $\Delta_G^{max} = 0$ et $K^{min} = 0$: (a) représentation mathématique du triangle de Preisach ; (b) représentation de l'évolution de z et des boucles internes.	56
2.21	Cas particulier où $K^{min} = K^{max}$: (a) représentation mathématique du triangle de Preisach ; (b) représentation de l'évolution de z et des boucles internes.	56
2.22	Cas particulier où la répartition des $\Delta_G(v)$ et des $K(v)$ correspond au cas de la partie précédente : (a) représentation mathématique du triangle de Preisach ; (b) représentation de l'évolution de z et des boucles internes.	57
2.23	Évolution de la déformation en fonction de la température lorsque l'échantillon est sous une contrainte de compression constante de 6 MPa [Kar06].	59
2.24	(a) Mesure de la susceptibilité magnétique mesurée à champ magnétique faible et magnétisation à saturation mesurée à 1 Tesla en fonction de la température [Hec01]. (b) Tracé de la fonction (2.50) avec $M_S^0 = 710$ kA/m et $T_c = 370$ K.	60
2.25	Mesure de la magnétisation relative en fonction du champ magnétique appliqué d'un échantillon en martensite auto-accommodante [Hec01].	61
2.26	Mesure de la magnétisation relative en fonction du champ magnétique appliqué d'un échantillon en martensite auto-accommodante [Sod06].	63
2.27	Diagramme de Clausius-Clapeyron (contrainte - température) lors d'une transformation de phase austénite \rightarrow martensite [L'v99] dans un monocristal de $\text{Ni}_{23.5}\text{Mn}_{23.9}\text{Ga}$.	64

2.28	Évolution de la magnétisation en fonction de la température sous l'action d'un champ magnétique constant [Kar06].	65
2.29	Représentation schématique des cinétiques.	69
2.30	Algorithme de simulation pour le comportement général d'un AMFM. . .	70
2.31	Entrées et sorties du simulateur numérique.	71
2.32	Résultats de simulation d'une action thermique pour différentes valeurs de la contrainte et du champ magnétique.	72
2.33	Résultats de simulation d'une action mécanique à haute température (pseudo-élasticité) pour différentes valeurs de champ magnétique appliqué.	73
2.34	Résultats de simulation d'une action mécanique à basse température (réarrangement martensitique).	73
2.35	Résultats de simulation de la magnétisation en fonction du champ magnétique à différentes températures.	74
2.36	Résultats de simulation de la déformation sous l'action d'un champ magnétique pour différentes valeurs de contraintes.	75
2.37	Magnétisation et déformation sous l'action d'un champ magnétique et d'une contrainte constante de 1 MPa pour différentes températures de fonctionnement : (a) résultats expérimentaux tirés de [Str06] ; (b) résultats de simulation.	77
3.1	Actionneur de type <i>ver</i> utilisant des AMFMs [Suo02].	80
3.2	Concept HAUNT de pompe hydraulique [Active Control eXperts, Inc.]. . .	81
3.3	Pompe constituée d'un échantillon d'AMFM et de quatre chambres [Suo02]. . .	81
3.4	Micro-actionneur pour scanner optique utilisant du Ni-Mn-Ga actionné thermiquement [Koh04].	82
3.5	Réseau de réluctances choisi pour la modélisation du circuit magnétique. . .	84
3.6	Courbes de magnétisations $M = f(H)$ pour différentes valeurs de la déformation du matériau [Suo04a].	89
3.7	Inductance du bobinage mesurée en mH en fonction du déplacement en μm . Deux échantillons de matériaux et deux circuits magnétiques ont été testés.	90
3.8	Photographie de l'actionneur <i>Push-Pull V2.2</i>	94
3.9	Principe de fonctionnement de l'actionneur Push-Pull.	95
3.10	Exemple d'une séquence de fonctionnement en boucle ouverte.	95
3.11	Position de la partie mobile x_P en fonction de longueur réglable $l_{enc} - l_P - 2l_0$, résultats expérimentaux et limites théoriques.	97
3.12	Modèle simplifié de l'hystérésis.	97
3.13	Déplacement de l'AMFM _A en fonction de la contrainte, lorsque aucun champ magnétique n'est appliqué.	98
3.14	Déplacement de l'AMFM _A en fonction de la contrainte, lorsqu'un champ magnétique maximal est appliqué.	98
3.15	Déplacement de l'AMFM _B en fonction de la contrainte, lorsque aucun champ magnétique n'est appliqué à celui-ci. Les deux variables x_A et x_B sont représentées sur deux axes séparés.	98

3.16	Résolution graphique du comportement quasi-statique d'un actionneur Push-Pull. Les deux variables x_A et x_B sont représentées sur deux axes séparés en fonction de la contrainte : (a) pour des champs magnétiques nuls, (b) pour un champ magnétique appliqué dans l'AMFM _A , (c) pour des champs magnétiques à nouveau nuls.	100
3.17	Algorithme de calcul pour les simulations numériques de l'actionneur push-pull.	101
3.18	Résultats de simulation numérique de l'actionneur push-pull : influence de la longueur totale et des champs magnétiques.	102
3.19	Résultats de simulation numérique de l'actionneur push-pull : influence de la force extérieure.	103
3.20	Résultats expérimentaux sur l'actionneur Push-Pull : tensions appliquées, courants et déplacement de la partie mobile, mesurés.	104
3.21	Résultats expérimentaux sur l'actionneur Push-Pull.	105
3.22	Représentation du banc d'essai pour les mesures d'effort.	106
3.23	Contrainte maximale lorsque le courant est appliqué et contrainte résiduelle après annulation du courant pour différentes valeurs maximales de courant.	107
3.24	Exemples de configurations utilisables pour l'actionnement du bloqueur intégré par aimants permanents : blocage de l'objet (en haut) ; libération de l'objet (en bas).	108
3.25	Principe de fonctionnement du système quart de tour.	109
3.26	Photographie du prototype de démonstration <i>Système quart de tour</i>	109
3.27	Mode stick-slip : courants mesurés dans les bobinages et déplacement de la partie mobile.	111
3.28	Mode stick-slip : déplacement de la masse.	111
4.1	Représentation simplifiée d'un système à base d'AMF classique ($\tau_{tr} < \tau_m \ll \tau_{th}$).	114
4.2	Représentation simplifiée d'un système à base d'AMFM ($\tau_{rea} < \tau_{mag} \ll \tau_m$).	114
4.3	Représentation d'une variation de l'action dans le principe de Hamilton.	115
4.4	Schéma général du système modélisé.	117
4.5	Les différentes énergies du système modélisé.	118
4.6	Modélisation du circuit magnétique sous forme de réseau d'inductances.	119
4.7	Résultats du premier test pour l'identification du modèle du circuit magnétique sans AMFM : mesure du champ magnétique en fonction du courant (simulation après identification : trait plein, résultats expérimentaux : point de type <i>o</i> lorsque le courant augmente et \times lorsque le courant diminue).	125
4.8	Résultats du premier test pour l'identification du modèle du circuit magnétique sans AMFM : évolution temporelle du courant lorsqu'un échelon de tension de 100 V est appliqué. (simulation après identification : trait plein, résultats expérimentaux : points).	125

4.9	Possibilités d'auto-détection : évolution temporelle du courant lorsque le bobinage est soumis à échelon de tension avec $z = 1$ (simulation après identification : trait plein, résultats expérimentaux : croix) et avec $z = 0$ (simulation après identification : traits pointillés, résultats expérimentaux : cercles).	126
4.10	Courbes contrainte-déformation expérimentales (croix) et modélisées (traits pleins) avec et sans champ magnétique appliqué, obtenues par incréments de contrainte.	127
4.11	Schéma-bloc implanté dans le logiciel Simulink afin de simuler le comportement dynamique de l'actionneur.	129
4.12	Schéma-bloc implanté dans le logiciel Simulink afin de simuler le comportement dynamique du circuit magnétique.	129
4.13	Algorithme de calcul contenu dans le schéma-bloc <i>AMFM</i> .	130
4.14	Comportement quasi-statique de l'actionneur pour la tension, le courant et le déplacement (simulation : traits pointillés, résultats expérimentaux : traits pleins).	131
4.15	Comportement dynamique de l'actionneur pour la tension, le courant et le déplacement (simulation : traits pointillés, résultats expérimentaux : traits pleins).	132
4.16	Résultats de simulation des différentes énergies : (a) en mode quasi-statique et (b) en mode dynamique. Les unités sont des Joules.	133
4.17	Influence de la température sur des essais expérimentaux ($T1 < T2 < T3$).	135
5.1	Schéma d'alimentation par hacheur à deux quadrants.	138
5.2	Schéma de commande de l'actionneur push-pull.	139
5.3	Résultats expérimentaux de la commande de l'actionneur push-pull.	140
5.4	Vue générale du système de contrôle.	142
5.5	Fraction volumique de martensite z en fonction de sa force thermodynamique π_f^* : (a) avec des boucles internes simplifiées, (b) avec des boucles internes plus complexes.	143
5.6	Vue typique de la différence entre les chargements quasi-statique et dynamique.	145
5.7	Essai en boucle ouverte pour l'identification des paramètres.	146
5.8	Point de vue énergétique : (a) comportement quasi-statique, (b) comportement dynamique.	148
5.9	Stratégie de commande.	149
5.10	Résultats expérimentaux : (a) avec le contrôleur PID standard, (b) avec le contrôleur hybride sans prédiction du modèle.	151
5.11	Résultats expérimentaux et places du réseau de Petri actives.	153
5.12	Résultats expérimentaux avec le contrôleur hybride avec prédiction du modèle.	153
5.13	Modélisation par la mise en série d'une hystérésis statique et d'une partie dynamique : (a) système A, (b) système B.	154
5.14	Hystérésis statique utilisée pour les simulations.	155

5.15 Réponse des systèmes A et B.	156
5.16 Système à hystérésis avec boucle (modèles C, D et E).	156
5.17 Réponse indicielle des sous-systèmes contenus dans les processus C, D et E.	157
5.18 Réponse des systèmes C, D et E.	157
5.19 Schéma général du processus à commander.	158
5.20 Représentation du système H	159
5.21 Interconnexion parallèle (a) et rétroaction (b) de deux systèmes H_1 et H_2	160
A.1 Représentation d'une interface entre austénite et martensite jumelée avec les vecteurs associés [Lex04].	168
A.2 Représentation tridimensionnelle des interfaces entre austénite et martensite jumelée.	171
C.1 Relevés expérimentaux du courant et de la tension pour les trois cas.	178
C.2 Modélisation Simulink du modèle simplifié.	180
C.3 Représentation du courant pour $z = 1$, $z = 0$ et sans AMFM : modèle (traits continus), expérimentation (traits pointillés).	180
C.4 Modélisation du circuit magnétique.	181
C.5 Représentation du courant pour $z = 1$, $z = 0$ et sans AMFM, modèle (traits continus), expérimentation (traits pointillés).	183
C.6 Modélisation Simulink du modèle avec fuites et saturation.	184
C.7 Représentation du courant pour $z = 1$, $z = 0$ et sans AMFM : modèle (traits continus), expérimentation (traits pointillés).	185

Liste des tableaux

4.1	Coordonnées, vitesses et impulsions généralisées utilisées dans la modélisation du circuit magnétique représenté sur la figure 4.6.	119
4.2	Coordonnées, vitesses et impulsions généralisées utilisées dans la modélisation de l'AMFM.	120
4.3	Coordonnée, vitesse et impulsion généralisées utilisés dans la modélisation de la charge.	122
4.4	Valeurs des paramètres identifiés.	128
5.1	Valeurs identifiées des paramètres utilisés pour la commande hybride avec prédiction.	146

Introduction générale

Ce mémoire est le fruit d'un travail de thèse né d'une collaboration entre deux équipes de recherche. La première, l'équipe *Systèmes Automatisés de Micromanipulation et Micro-assemblage (SAMMI)* du Laboratoire d'Automatique de Besançon, travaille sur l'étude, la conception, la commande et la réalisation de composants microrobotiques et micromécatroniques, avec comme principal objectif applicatif le micropositionnement et l'assemblage d'objets micrométriques au sein d'un ensemble structuré et modulaire appelé micro-usine. Ces applications requièrent des actionneurs très haute résolution avec un taux d'intégration maximal. Dans ce but, différents matériaux actifs ont déjà été étudiés au sein de l'équipe, notamment les Alliages à Mémoire de Forme (AMFs), les matériaux piézoélectriques, les multimorphes thermiques ainsi que les polymères actifs. L'autre équipe de recherche associée à ces travaux est l'équipe *Propriétés Mécaniques des Matériaux (PMM)* du Département de Mécanique Appliquée de l'Institut FEMTO-ST. Cette équipe est en partie spécialisée dans l'étude et la caractérisation des Alliages à Mémoire de Forme. Avant même le présent travail, l'interaction forte entre ces deux équipes a généré de nombreux résultats, avec notamment des thèses co-encadrées, concernant la conception et la commande d'actionneurs et de micro-actionneurs à base d'AMF.

L'apparition relativement récente des Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques (AMFMs) a engendré une explosion d'articles scientifiques sur ces nouveaux matériaux dans les domaines de la physique des matériaux et de la métallurgie. Une thèse a notamment été soutenue par Nicolas Creton à l'université de Franche-Comté en 2004 sur le sujet. Les travaux ont atteint une certaine maturité, ce qui permet maintenant de progresser au niveau applicatif. La firme Adaptamat Ltd. en Finlande a été la première à vendre des échantillons d'AMFM utilisables en tant qu'actionneur. Cependant, le succès applicatif ne suit que très peu l'explosion des recherches en matériau. En effet, le comportement des AMFMs peut très difficilement être approximé par un modèle linéaire comme la plupart de ses concurrents. D'autres règles de commande et de conception sont alors à définir pour que ce matériau trouve sa niche applicative. La collaboration entre une équipe d'étude des matériaux et une équipe d'automatique et mécatronique est alors l'une des meilleures voies pour résoudre des problèmes de conception et de commande à partir de l'étude mécanique poussée d'un matériau.

Un second point important développé dans ce rapport concerne la prise en compte des effets non-linéaires afin d'améliorer le comportement global d'un système. Dans

[Via83] on pouvait lire, en 1983 : *”Dans une première étape, les non-linéarités ont été regardées essentiellement comme des imperfections, mais très vite les ingénieurs ont pris conscience des avantages qu’ils pouvaient tirer des non-linéarités pour la conception de systèmes plus performants. Parmi ces avantages, et à titre d’exemple, on peut citer la commande par plus ou moins qui permet, si elle est judicieusement conçue, par application du principe bang-bang, d’obtenir des réponses en temps minimal.”* Aujourd’hui encore, les non-linéarités, de par leurs multiplicités, sont très mal prises en compte dans la conception de systèmes innovants et dans leur commande. Les AMFMs admettent un comportement très non-linéaire de par leurs caractéristiques magnétiques, leurs propriétés de mémoire de forme et leur caractère dynamique. Cela fait donc des AMFMs un très bon terrain pour l’étude des systèmes non-linéaires dans une démarche mécatronique et adaptronique.

Le but du premier chapitre de ce mémoire est de situer ce nouveau matériau actif parmi les autres en terme d’actionnement. Une introduction sur les notions de mécatronique et d’adaptronique se poursuit par un tour d’horizon des différents moyens d’actionnement par matériaux actifs.

Après un état de l’art sur les différentes modélisations des AMFMs, le deuxième chapitre établit une modélisation magnéto-mécanique du matériau dans un formalisme thermodynamique appuyé par des résultats expérimentaux. L’influence de la température sur le comportement du matériau est ensuite prise en compte dans le même formalisme.

Dans un troisième chapitre, nous nous attachons à développer certaines règles de conception déduites du modèle établi au chapitre précédent et nous proposons différentes structures d’actionneurs, basées sur l’utilisation des AMFMs.

Dans le quatrième chapitre, une étude dynamique d’un actionneur particulier, modélisé dans un formalisme énergétique de type Lagrange-Hamilton, permet de mettre en évidence des caractéristiques dynamiques non-linéaires intéressantes d’un point de vue théorique et applicatif.

Enfin, un cinquième chapitre est centré sur la commande, avec la proposition d’une commande en position hybride qui met en valeur les caractères dynamiques et hystérétiques de ce type de matériau actif. Une ouverture vers des commandes énergétiques de type *passivité* est également introduite.

Chapitre 1

Matériaux actifs et Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques

Ce chapitre présente une introduction aux systèmes mécatroniques et plus particulièrement à l'adaptronique. Les matériaux actifs et semi-actifs jouant un rôle prépondérant dans ces systèmes, un tour d'horizon des différents moyens de transduction à partir de ces matériaux est donc détaillé dans ce chapitre. Enfin, les Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques sont introduits dans le contexte de la transduction magnéto-mécanique pour l'actionnement.

1.1 Du système automatisé classique vers l'adaptronique

1.1.1 Le système automatisé classique

Un système automatisé classique peut être décomposé en cinq parties principales : le procédé à commander, la chaîne d'acquisition, la partie commande, l'interface homme-machine et la chaîne d'action.

La partie commande est le *cerveau* du système, elle gère des signaux, le plus souvent électriques et de faible puissance, provenant des autres parties du système afin que celui-ci réalise sa tâche au mieux.

L'interface homme-machine permet de faire le lien entre la partie commande et l'utilisateur. Elle peut contenir de simples voyants, boutons poussoirs, écrans ou claviers traditionnels mais peut s'étendre jusqu'à des systèmes d'immersion totale tels que des systèmes haptiques ou de vision tridimensionnelle.

La chaîne d'acquisition contient, quant à elle, des capteurs qui permettent de récupérer des informations sur l'environnement (position, vitesse, température, champ magnétique, etc.) ainsi que des conditionneurs associés aux capteurs pour permettre l'interfaçage avec la partie commande.

Enfin, la chaîne d'action contient un, ou plusieurs, actionneurs qui convertissent une certaine énergie (électrique, pneumatique, hydraulique, etc.) en une énergie mécanique qui est ensuite éventuellement transformée par une chaîne de transmission (réducteur,

bielle-manivelle, etc.) pour agir sur l'environnement par l'intermédiaire d'un effecteur. Un pré-actionneur (contacteur, distributeur pneumatique, amplificateur, etc.) est souvent présent en amont de cette chaîne afin de réaliser l'interfaçage avec, d'une part, la partie commande et d'autre part la source d'énergie.

Dans un système traditionnel, ces éléments sont dissociés physiquement, étudiés, conçus et développés séparément par des spécialistes de différents domaines tels que la mécanique, l'électronique, l'automatique et l'informatique. Certains de ces domaines sont depuis longtemps couplés : par exemple, l'électromécanique résulte de la synergie entre mécanique et électricité industrielle.

1.1.2 La mécatronique

Le terme *mechatronics* a été introduit pour la première fois en 1969 par un ingénieur de la société Yasakawa au Japon [Nak04]. Depuis 2005, le mot mécatronique a sa définition dans le dictionnaire français Larousse : *Mécatronique (de mécanique et électronique), technique industrielle consistant à utiliser simultanément et en symbiose la mécanique, l'électronique, l'automatique et l'informatique pour la conception et la fabrication de nouveaux produits*. La figure 1.1 montre le lien entre la mécatronique et les domaines traditionnels ¹.

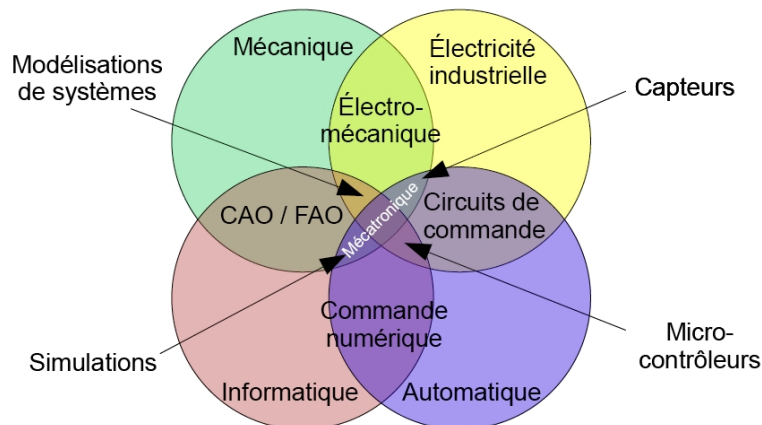


FIG. 1.1 – Lien entre la mécatronique et les domaines traditionnels.

La définition simplifiée du Larousse cache quelque peu la vraie nature de la mécatronique qui consiste à prendre en compte le produit complet dès la conception des différents éléments et qui permet d'en améliorer les performances et d'en assurer une plus grande intégration. La mécatronique est alors plus qu'une juxtaposition de différentes disciplines mais une démarche de conception où des acteurs des différentes disciplines travaillent en collaboration permanente. Ceci amène donc à une approche pluri-disciplinaire du

¹Cette figure a été tirée puis traduite de <http://en.wikipedia.org/wiki/Mechatronics> au 03/05/2007.

produit dès sa conception. La miniaturisation conduit, de plus, à une nécessité de plus en plus forte d'associer mécatronique et microtechnique.

1.1.3 L'adaptronique

Un pas de plus vers l'intégration des produits et nous entrons dans le domaine de l'adaptronique. Le terme *adaptronik*, introduit par le *VDI technology centre* en Allemagne est connu, d'un point de vue international, sous des noms tels que *smart materials*, *smart structures* ou *intelligent systems* [Jan99]. Ce nouveau domaine est la synergie de la mécatronique avec les matériaux actifs afin de réaliser des systèmes adaptatifs, c'est-à-dire avec des fonctions capteurs et actionneurs entièrement intégrées qui permettent de s'adapter automatiquement à l'environnement. La principale évolution de l'adaptronique par rapport à la mécatronique réside dans l'intégration de la fonction au coeur même du matériau sans avoir recours à un assemblage de différents éléments. Le matériau joue alors plusieurs fonctions qui sont indissociables physiquement.

1.1.4 Exemple d'évolution

Prenons l'exemple d'un système de positionnement afin d'illustrer l'évolution dans ce domaine. Dans un système de positionnement traditionnel, un moteur est accouplé à un réducteur puis à la table à déplacer à l'aide d'un système poulie courroie ou crémaillère. Le moteur est alimenté par un amplificateur qui est piloté par un régulateur recevant des informations d'un capteur de position.

Dans un système mécatronique intégré, le capteur, le régulateur et l'amplificateur seront, par exemple, intégrés au moteur, mais il subsistera le système de transmission mécanique. L'actionneur est dit intelligent car il peut être directement piloté par un signal de consigne de position, l'asservissement est transparent pour l'utilisateur.

Dans un système adaptronique, le moteur et la chaîne de transmission mécanique sont remplacés par un matériau actif : toute la chaîne devient alors intégrée. Cette démarche est poussée par deux intérêts majeurs. Premièrement, la miniaturisation des systèmes est favorisée car plusieurs fonctions sont réalisées par la même partie physique. Deuxièmement, cette conception évite l'assemblage de plusieurs éléments entre eux, ce qui augmente la robustesse des systèmes. En revanche, il est évident que la conception est plus difficile à réaliser de par la pluri-disciplinarité requise et le comportement non-linéaire des constituants.

Comme nous le remarquons ici, le principal élément d'évolution de la mécatronique vers l'adaptronique réside dans l'utilisation de matériaux actifs. Nous allons en détailler et comparer différentes sortes dans la suite de ce chapitre.

1.1.5 Transduction et conversion d'énergie

Dans une approche mécatronique, les notions d'actionneur et de capteur sont regroupées dans une notion de transducteur. Dans sa définition la plus générale, la transduction est un processus de conversion d'énergie entre deux domaines énergétiques différents (conversion d'une énergie thermique en une énergie mécanique, par exemple) ou entre

deux types différents dans le même domaine énergétique (conversion d’une énergie mécanique de rotation en une énergie mécanique de translation, par exemple) [Pon05].

Le transducteur est le composant à travers lequel une transduction est réalisée. En général, deux types de transducteurs peuvent être considérés [BV98] :

- les transducteurs géométriques. Dans ceux-ci, le couplage entre les énergies est basé sur l’exploitation de caractéristiques géométriques. C’est ce type de transduction que l’on retrouve dans les machines tournantes classiques.
- les matériaux transductifs. Dans ceux-ci, la conversion d’énergie a lieu directement au sein du matériau.

Dans ce mémoire, nous nous intéressons à un actionnement mécanique, c’est-à-dire que l’une des énergies considérées est une énergie mécanique. De plus, notre approche adaptronique nous amène à étudier plus particulièrement les matériaux transductifs.

Parmi ces matériaux, un classement peut être fait d’une manière énergétique :

- les matériaux semi-actifs sont des matériaux dont les propriétés changent sous l’effet d’une action extérieure mais qui ne produisent pas de travail mécanique. Ces matériaux peuvent alors uniquement dissiper de l’énergie ;
- les matériaux actifs peuvent par contre augmenter et diminuer l’énergie de la charge à actionner.

Plus simplement, selon notre définition précédente, un matériau actif ou semi-actif est un matériau (alliage polycristallin ou monocristallin, composite, polymère, etc.) qui se déforme (énergie mécanique) sous l’effet d’une action extérieure (température, champ électrique, champ magnétique, pH, lumière, etc.). Les exemples les plus classiques et les plus utilisés à l’heure actuelle sont présentés dans les parties suivantes. Cet état de l’art est principalement basé sur les ouvrages généraux [Pei01], [Pon05] et [Jan99].

1.2 Transduction thermomécanique

1.2.1 Expansion thermique

L’utilisation de matériau actif la plus simple est sans doute la dilatation thermique d’un matériau. Sous l’effet d’une augmentation de température, un matériau se dilate et on obtient alors une déformation que l’on peut utiliser. L’inconvénient majeur de ce type d’actionnement reste le temps de réponse relativement long dû à l’échange thermique. Cependant, la facilité de mise en œuvre avec les techniques standards de microfabrication de type *salle blanche* a contribué et contribue toujours à leur développement.

Afin d’augmenter les déplacements atteignables, des multimorphes thermiques (dont la structure la plus simple est le bilame) sont constitués d’un assemblage de plusieurs matériaux qui se dilatent différemment sous l’effet de la température et qui produisent alors une déformation de type flexion de la structure composite.

Dans la même idée, l’expansion de gaz a également déjà été utilisée dans un réservoir muni d’une membrane souple. Dans le réservoir, une résistance chauffante microfabriquée est placée afin de chauffer le gaz.

1.2.2 Transition de phase gaz-liquide

La variation de volume lors d'une transition de phase gaz-liquide peut également être utilisée comme principe d'actionnement thermique. L'application dans les imprimantes jet d'encre montre cette possibilité : une bulle d'air est obtenue après chauffage de l'encre, ce qui permet d'exercer un effort sur le volume d'encre situé aux alentours et donc d'éjecter une quantité d'encre par un orifice.

1.2.3 Alliages à Mémoire de Forme classiques (AMFs)

Dans ce mémoire, nous qualifions les Alliages à Mémoire de Forme (AMFs) de *classiques* lorsqu'ils n'ont pas de propriétés magnétiques particulières. L'actionnement de ce type d'AMF est donc engendré par une variation de température qui se traduit par un changement de phase dans le matériau. Les déformations que l'on peut obtenir sont de l'ordre de 6 à 8% avec des contraintes de blocage qui peuvent aller jusqu'à 250 MPa [Pon05]. Au niveau dynamique, les temps de réponse sont grands (de l'ordre de la seconde) comme tous les actionneurs thermiques, mais diminuent tout de même avec la taille de l'actionneur.

La conversion d'énergie dans les AMFs est basée sur une transformation de phase solide – solide. À haute température, le matériau est constitué de phase mère (ou austénite) et à basse température, celui-ci est constitué de martensite. La figure 1.2 représente la concentration en austénite z_0 lors des transformations de phase par chauffage et refroidissement sans contrainte appliquée. Les températures M_f^0 , M_s^0 , A_s^0 et A_f^0 sont respectivement les températures de fin de transformation en martensite, de début de transformation en martensite, de début de transformation en austénite et de fin de transformation en austénite. L'indice 0 indique le fait qu'aucune contrainte n'est appliquée.

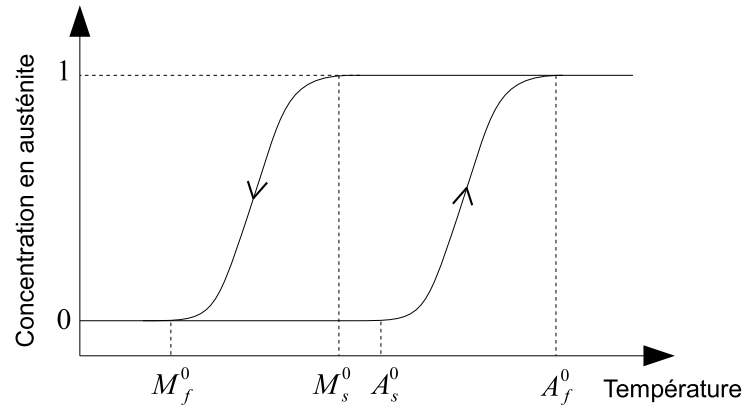


FIG. 1.2 – Températures de transformation dans les AMFs.

La martensite est constituée d'une multitude de variantes. Lorsqu'un refroidissement a lieu sans contraintes appliquées, la martensite obtenue est dite auto-accommodante,

c'est à dire que l'échantillon contient chaque variante de martensite avec des proportions égales. Cela se traduit alors par une déformation macroscopique nulle de l'échantillon. Par contre, lorsqu'une contrainte est appliquée, certaines variantes sont favorisées par rapport à d'autres, et une déformation apparaît. La figure 1.3 représente l'influence de la contrainte et de la température sur la déformation. À basse température, l'effet d'une contrainte engendre un réarrangement martensitique. À haute température, une contrainte peut favoriser l'apparition de martensite, c'est l'effet pseudo-élastique. Enfin, on remarque qu'un actionnement est possible en effectuant une transformation de phase par modification de la température, mais si aucune contrainte n'est appliquée, le mouvement s'effectue une seule fois sous l'effet du chauffage et n'apparaît pas lors du refroidissement.

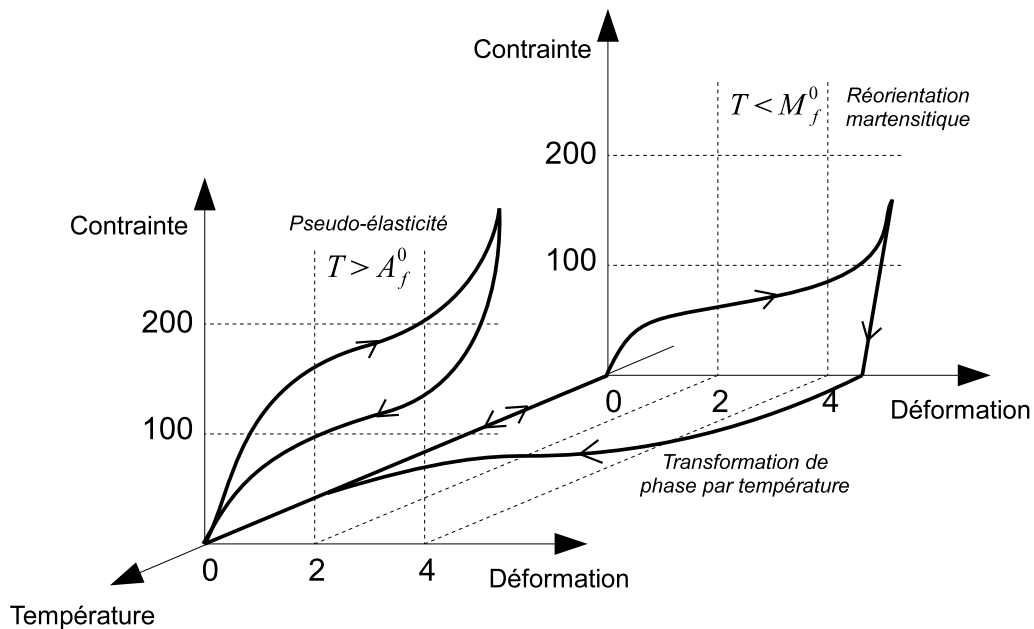


FIG. 1.3 – Comportement thermo-mécanique des AMFs.

Cependant, après un traitement d'éducation, une déformation est possible lors d'un refroidissement sans contrainte appliquée, c'est ce qui est communément appelé *effet mémoire double sens*. Le traitement d'éducation consiste entre autres à répéter des cycles de chargement thermo-mécanique.

Les alliages qui présentent des propriétés de mémoire de forme sont principalement les Ni-Ti, les Cu-Zn-Al et les Cu-Al-Ni. Les principales structures sont des fils qui exercent des forces en traction, des structures de poutre en flexion et des ressorts qui permettent d'augmenter les déplacements contre une diminution de l'effort.

Après les matériaux piézoélectriques, ce sont les matériaux actifs les plus présents dans la littérature. De par leur déformation et leur contrainte de blocage importantes, ces matériaux sont particulièrement intéressants pour des applications robotiques et

microrobotiques. Le LAB et le LMARC ont contribué à leur essor dans ce domaine, nous pouvons citer entre autres, deux thèses sur le sujet : H. Benzaoui [Ben98] et J. Abadie [Aba00]. La limite principale des AMFs reste tout de même leur temps de réponse relativement important.

1.3 Transduction magnéto-mécanique

1.3.1 Matériaux magnétostrictifs

La magnétostriction est basée sur une réorganisation des domaines magnétiques dans un matériau ferromagnétique. Les domaines magnétiques se réorientent et s'alignent en réponse à l'application d'un champ magnétique extérieur. En raison d'un couplage magnéto-mécanique, une déformation macroscopique est engendrée dans la direction de la magnétisation. Les équations constitutives de ces matériaux peuvent être écrites de la manière tensorielle suivante, contenant des termes linéaires et quadratiques :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{ij} &= c_{ijkl}^H \Sigma_{kl} + d_{mij} H_m + m_{ijkl} H_k H_l \\ B_k &= d_{kij} \Sigma_{ij} + \mu_{km}^\Sigma H_m\end{aligned}\tag{1.1}$$

où ε , Σ , H , B sont respectivement la déformation mécanique, la contrainte mécanique, le champ magnétique et l'induction magnétique. c^H est la compliance mécanique sans champ magnétique, μ^Σ est la perméabilité magnétique sans contrainte mécanique appliquée. d sont les coefficients piézo-magnétiques qui couplent linéairement les variables mécaniques et magnétiques. m sont les coefficients magnétostrictifs qui couplent quadratiquement les variables mécaniques et magnétiques.

Pour des actionnements unidimensionnels, on peut réduire l'expression de la déformation comme étant proportionnelle au champ magnétique appliqué et au carré de ce champ :

$$\varepsilon \propto c_1 H + c_2 H^2\tag{1.2}$$

où c_1 définit l'effet piézo-magnétique (linéaire ou affine) et c_2 l'effet magnétostrictif (quadratique). Pour que l'effet linéaire existe, il faut que la structure cristalline soit anisotrope. Par contre, tous les matériaux ferromagnétiques admettent de la magnétostriction ($c_2 \neq 0$). Pour les matériaux magnétostrictifs géants, comme le Terfenol-D, c'est cet effet qui est prépondérant devant l'effet piézo-magnétique.

Suivant le matériau, le coefficient c_2 peut être positif ou négatif. On parle alors de magnétostriction positive $c_2 > 0$ ou de magnétostriction négative $c_2 < 0$.

Comme le montre la figure 1.4, un effet de saturation pour les champs magnétiques importants apparaît sur la courbe quadratique $S \propto c_2 H^2$. Comme l'effet d'un champ magnétique positif ou négatif est le même, une polarisation à $H = H_0 \neq 0$ est souvent mise en place à l'aide d'aimants permanents afin de profiter d'une plus grande plage d'actionnement pour un champ appliqué plus faible en valeur absolue.

Les déformations obtenues sont de l'ordre de 0,15 à 0,2 % pour des applications quasi-statiques et jusqu'à 0,4 % en mode de résonance avec des fréquences supérieures à 1 kHz.

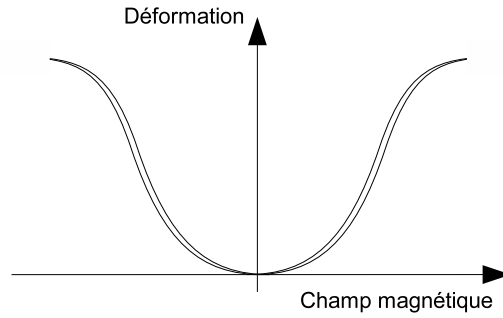


FIG. 1.4 – Relation typique entre la déformation et le champ magnétique appliqué dans les matériaux magnétostrictifs.

1.3.2 Ferrofluides et fluides magnéto-rhéologiques

Les fluides magnéto-rhéologiques sont des suspensions de particules ferromagnétiques dans un liquide organique ou aqueux. La taille des particules en suspension varie de 0,1 à 10 micromètres. Ce type de fluide peut être modélisé comme un fluide de Bingham, c'est-à-dire qu'une contrainte de cisaillement seuil τ_{cr} existe et lorsque cette contrainte est dépassée, un comportement visqueux classique apparaît :

$$\tau = \tau_{cr} + \eta \dot{\gamma} \quad \text{pour} \quad \tau > \tau_{cr} \quad (1.3)$$

τ est la contrainte de cisaillement, γ est la déformation de cisaillement et η est une constante appelée viscosité du fluide. La figure 1.5 représente ce comportement idéal.

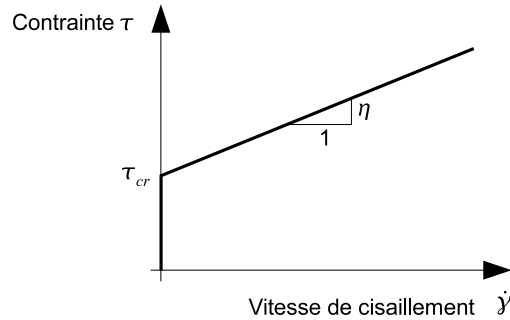


FIG. 1.5 – Modèle théorique de Bingham pour un fluide. Dans les fluides magnéto-rhéologiques, la contrainte seuil τ_{cr} dépend du champ magnétique appliqué.

Dans les fluides magnéto-rhéologiques, la contrainte seuil est fonction du champ magnétique appliqué et peut atteindre des valeurs de 100 kPa sachant que le champ magnétique est limité en saturation à des valeurs de 250 kA/m.

Les ferrofluides sont du même type sauf que la taille des particules est de l'ordre de 5 à 10 nanomètres. Les ferrofluides admettent un changement de viscosité lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique mais ne présentent pas de contrainte seuil. Cela

est dû à la très faible dimension des particules magnétiques qui est telle que l'agitation thermique due au mouvement brownien est suffisante pour éviter la sédimentation des particules dans le fluide, contrairement aux fluides magnéto-rhéologiques. Contrairement aux matériaux précédents, les ferrofluides et les fluides magnéto-rhéologiques sont des matériaux semi-actifs, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent que dissiper de l'énergie et non la transformer. Ils trouvent alors principalement leurs applications dans des systèmes d'amortisseurs contrôlables.

1.4 Transduction électromécanique

1.4.1 Matériaux piézoélectriques

Les actionneurs réalisés à partir de matériau piézoélectrique sont nombreux et représentent la technologie la plus mature et la plus établie de toutes celles présentées ici.

L'effet piézoélectrique peut être décrit comme une modification de la polarisation d'un diélectrique lorsque celui-ci est soumis à une contrainte mécanique. L'effet piézoélectrique est réversible dans le sens où lorsqu'un champ électrique est appliqué au matériau, celui-ci se déforme. Cet effet est appelé *effet piézoélectrique inverse*.

De la même manière que pour les matériaux magnétiques, deux effets existent : la piézoélectricité et l'électrostriction. En négligeant l'hystérésis présente dans ces matériaux, les équations constitutives peuvent être écrites de la manière tensorielle suivante, contenant des termes linéaires et quadratiques :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{ij} &= c_{ijkl}^E \Sigma_{kl} + d_{mij} E_m + m_{ijkl} E_k E_l \\ D_k &= d_{kij} \Sigma_{ij} + \epsilon_{km}^\Sigma E_m\end{aligned}\tag{1.4}$$

où ε , Σ , E , D sont respectivement la déformation mécanique, la contrainte mécanique, le champ électrique et le champ de déplacement électrique. c^E est la compliance mécanique sans champ électrique, ϵ^Σ est la permittivité électrique sans contrainte mécanique appliquée. d sont les coefficients piézoélectriques qui couplent linéairement les variables mécaniques et électriques. m sont les coefficients électrostrictifs qui couplent quadratiquement les variables mécaniques et électriques. L'effet prépondérant dans les matériaux utilisés en tant qu'actionneurs comme les céramiques PZT est l'effet piézoélectrique, une relation linéaire est alors prise en compte en négligeant les coefficients m .

Ces matériaux sont souvent utilisés en mode résonnant dans des moteurs rotatifs et linéaires ultrasoniques. Cependant, deux structures classiques non-résonnantes de ces matériaux existent : les multimorphes (de monomorphe à de nombreuses couches) et les stacks. Les bimorphes sont constitués de deux couches de matériau piezoélectrique formant une poutre qui fléchit lorsqu'une tension est appliquée. Cette configuration permet d'obtenir des déplacements plus importants avec des efforts plus faibles que la structure de base. Les stacks piézoélectriques sont constitués de fines couches de matériaux piézoélectriques empilées, chacune étant alimentée par la même tension. Ce système permet d'augmenter le déplacement pour une même tension appliquée.

Les céramiques piézoélectriques ont typiquement des déformations atteignables de l'ordre de 0,1 à 0,6 % dépendant des caractéristiques du matériau. Cette déformation peut s'élever jusqu'à 1,5 à 1,7 % dans le cas de monocristaux. Les contraintes de blocage sont de l'ordre de 100 à 110 MPa et jusqu'à 130 à 140 MPa pour des monocristaux. Les ordres de grandeurs des bandes passantes sont très grands, environ 100 kHz pour certains stacks, par exemple.

Notons qu'il existe également des céramiques électrostrictives au niobate de magnésium et de plomb (PMN) qui sont utilisées en tant qu'actionneur. Elles présentent un comportement quadratique avec une hystérésis moins importante que dans les matériaux piézoélectriques. Cependant, leurs déformations atteignables sont plus faibles et elles présentent une forte dépendance à la température.

1.4.2 Polymères électroactifs

Les polymères électroactifs sont des matériaux polymères qui répondent à l'application d'un champ électrique. Deux types d'actionnement sont possibles par les élastomères diélectriques et par les polymères électrostrictifs.

Élastomères diélectriques

Le principe d'actionnement est basé sur les efforts d'origine électrostatiques exercés sur les électrodes d'un condensateur. Deux électrodes entourent un polymère diélectrique : lorsqu'une tension est appliquée entre les électrodes, une force d'origine électrostatique vient comprimer le polymère dans le sens perpendiculaire aux électrodes et celui-ci s'étend alors dans les autres directions (cf. figure 1.6). Les valeurs typiques des modules d'Young des élastomères diélectriques sont de 1 à 10 MPa et les champs électriques requis sont de l'ordre de 150 MV/m. Les déformations peuvent aller de 50 à 100 %. La limite en force est due à la barrière diélectrique de l'élastomère et donne une contrainte limite de l'ordre de 1 MPa. La rapidité est limitée par l'effet capacitif et des fréquences de l'ordre de 1 kHz sont envisageables.

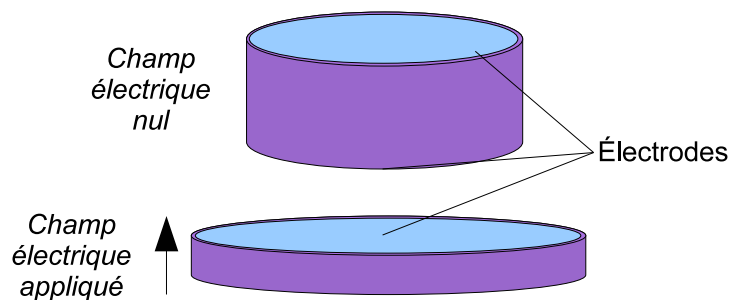


FIG. 1.6 – Représentation schématique de l'actionnement par élastomère diélectrique.

Les polymères électrostrictifs

L'électrostriction est présente dans tous les matériaux diélectriques. Une déformation est engendrée par l'application d'un champ électrique et est proportionnelle au carré de la polarisation (contrairement à la piézoélectricité où la relation est plutôt linéaire). Des déformations de l'ordre de 5 % sont envisageables pour certains polymères.

Comme les polymères électrostrictifs sont aussi des matériaux diélectriques, l'effet électrostrictif est superposé aux effets électrostatiques. Il a été rapporté que plus de 50 % de la déformation pouvait venir des effets électrostatiques. Cependant, dans la plupart des polymères électrostrictifs, la valeur élevée du module d'Young (quelquefois plus de 100 fois plus grande que dans les polymères diélectriques) limite l'effet des forces électrostatiques.

1.4.3 Fluides électro-rhéologiques

Comme les fluides magnéto-rhéologiques, il existe des matériaux semi-actifs activés par champ électrique. Les fluides électro-rhéologiques sont des suspensions de particules électriques dans un liquide isolant. La taille des particules est de l'ordre de 1 à 100 micromètres. En utilisant le modèle de Bingham, le seuil de contrainte est de deux ordres de grandeur plus faible que ceux des fluides magnéto-rhéologiques, soit 1 à 5 kPa. Le champ électrique maximum applicable est limité par le champ de rupture des caractéristiques diélectriques du fluide.

Récemment, des fluides composés de nanoparticules ont été mis en œuvre présentant des seuils de contrainte supérieurs à 100 kPa [Wen03], comparables à ceux des fluides magnéto-rhéologiques. L'*effet électro-rhéologique géant*, comme il est appelé, lance un regain d'intérêt concernant ces matériaux semi-actifs [Gue07].

1.5 Transduction Chimico-mécanique

1.5.1 Polymères conducteurs

Les gels polymères

Un gel polymère est une structure polymère, plongée dans un solvant et qui gonfle en absorbant du solvant. Le gel peut absorber ou rejeter une partie du solvant sous l'effet de différents stimuli qui sont principalement une variation de température, de pH, de champ électrique, de lumière ou de la composition du solvant (cf. figure 1.7). Les temps de réponse vont de 0,1 s lorsque le stimulus est un champ électrique à plusieurs dizaines de secondes pour certains gels activés par pH.

Les composites polymère ionique - métal

Les composites polymère ionique - métal (IPMC en anglais) sont aussi connus sous le nom de films à base gel polymères conducteurs d'ions (ICPF en anglais) et sont qualifiés dans la littérature de muscles artificiels. Ce sont des structures composites contenant

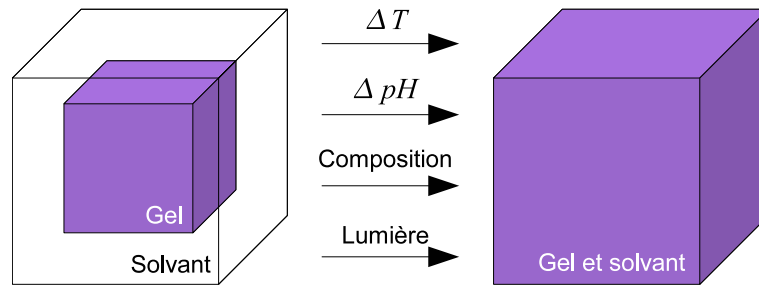


FIG. 1.7 – Changement de volume dans un gel polymère.

des membranes permettant l'échange d'ions (Nafion, Flemion, Aciplex) et de couches minces de métal (platine, or) comme le montre la figure 1.8.

La membrane d'échange est une poly-électrolyte, c'est-à-dire qu'elle présente des ions fixés sur sa structure. Des cations sont introduits lors du processus de fabrication afin d'obtenir une charge globale neutre. Les cations peuvent bouger librement, ils sont alors sujet aux forces électrostatiques. Lorsqu'un champ électrique est appliqué entre les électrodes, les cations ont tendance à diffuser vers l'électrode correspondante. Le résultat macroscopique de ce réarrangement interne est un mouvement de flexion rapide dans un sens suivi d'une lente relaxation dans le sens opposé.

Les IPMC sont activés avec des tensions de l'ordre de 1 V et permettent des grandes déformations avec des efforts très faibles. L'actionnement se fait en milieu immergé posant des problèmes de packaging. Le temps de réponse du premier mouvement induit par la tension est de l'ordre de quelques millisecondes, alors que le mouvement de relaxation peut atteindre plusieurs secondes voire minutes.

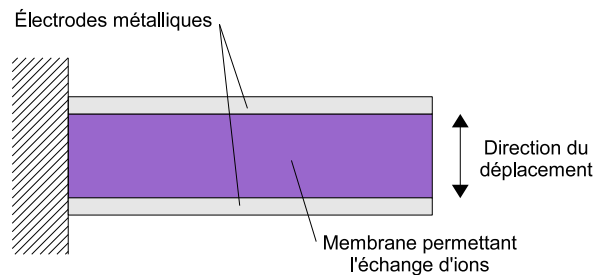


FIG. 1.8 – Représentation d'un actionneur IPMC.

Les polymères conducteurs

L'actionnement par polymères conducteurs est basé sur des matériaux comprenant une chaîne polymère conjuguée. Les polymères conjugués sont tels que leurs structures moléculaires présentent alternativement des liaisons simples et doubles.

Le mécanisme d'actionnement consiste en une absorption ou expulsion d'ions et de solvant dans la structure polymère en suivant un mécanisme d'oxydo-réduction. Par

exemple, lors d'une oxydation, la matrice se charge positivement, des anions vont alors migrer du solvant vers la matrice afin d'équilibrer les charges électriques. Ce flux d'ions engendre une déformation mécanique du polymère. Le principal facteur limitant de ce type de matériau actif est le long temps de réponse dû au processus de diffusion des ions. Ce facteur peut être réduit en utilisant des couches minces.

La tension à appliquer est de l'ordre de 1 à 2 V. Les déformations sont plus faibles que les autres polymères électroactifs, soit 2 à 5 %, avec des vitesses de déformations de l'ordre de 10%/s. Les contraintes de blocage sont de l'ordre de 30 à 40 MPa.

Les nanotubes de carbones

Les nanotubes de carbones ont un avenir prometteur dans l'actionnement par polymère électroactif. Le principe d'actionnement est basé sur une structure en nanotubes de carbone qui fait office d'électrode dans un super-condensateur. L'injection de charges électroniques par ce biais est alors beaucoup plus rapide que le processus de diffusion utilisé dans les matériaux précédents. Une injection de charges à l'intérieur de la structure est réalisée par l'application d'une tension et cette charge est compensée électroniquement par des ions provenant de l'électrolyte qui s'accumulent sur la surface extérieure.

1.5.2 Muscles naturels

Le muscle naturel est souvent présenté comme l'initiateur de l'utilisation de matériaux actifs dans des systèmes faits par l'Homme. C'est sans aucun doute son observation qui a motivé les chercheurs et ingénieurs à utiliser des matériaux actifs afin de remplacer les moteurs traditionnels.

Un muscle est constitué de fibres musculaires dans lesquelles la partie active est la myofibrille (environ 1 micromètre de diamètre), constituée de microfilaments d'actine (1 micromètre de long) couplés à des filaments intermédiaires de myosine (1,5 micromètres de long), comme le montre la figure 1.9. La myosine effectue un cycle de détachement/attachement accompagné d'un mouvement transversal le long de l'actine. Ce cycle est accompagné d'une hydrolyse d'ATP qui fournit l'énergie nécessaire à la force mécanique développée. Chaque déplacement lors d'un cycle fait environ 2,7 nm.

Les muscles ont des propriétés très différentes selon qu'ils sont utilisés dans des insectes ou dans des grands animaux. Les déformations peuvent aller de 2% jusqu'à 200%, les contraintes de blocage varient de 7 kPa à 800 kPa et les temps de réponse sont également très variables (de quelques ms à 1 s) [BC01].

1.6 Micro-actionneurs à transduction géométrique

Nous ne traitons pas dans ce mémoire des micro-actionneurs mettant en œuvre des techniques de transduction géométrique telles qu'elles sont mises en œuvre dans les micro-actionneurs électrostatiques ou magnétiques. Bien que ceux-ci aient des performances similaires aux matériaux actifs et semi-actifs en terme d'intégration grâce aux

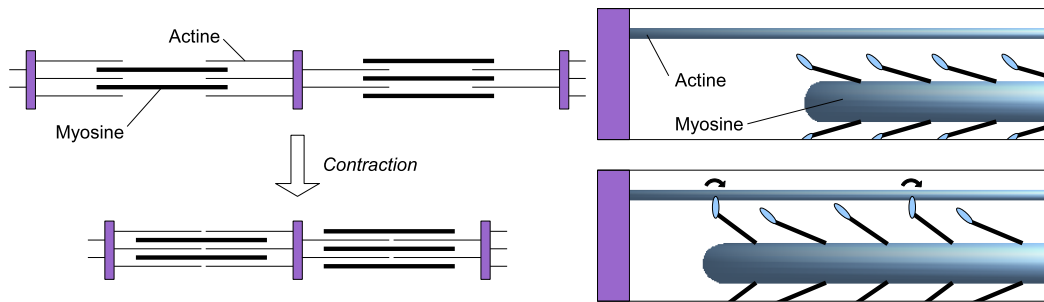


FIG. 1.9 – Constitution d’une myofibrille dans un muscle naturel : des microfilaments de myosine et d’actine sont entrelacés. Lors d’une contraction, des ponts s’effectuent entre celles-ci qui se déforment pour exercer un effort.

techniques de microfabrication, le fait que la conversion d’énergie ne soit pas exercée à l’intérieur même du matériau les différencie.

1.7 Les Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques

Les Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques (AMFMs) offrent une déformation maximale de l’ordre de 6 à 10 % comme les AMFs thermiques classiques mais présentent des temps de réponse de l’ordre de ceux des matériaux magnétostrictifs (ordre de la milliseconde). A l’heure actuelle, deux matériaux sont principalement étudiés et utilisés. Ils ont tous les deux été mis au point dans les années 1995/1996 aux États-Unis, par une équipe du MIT pour le Ni-Mn-Ga [Ull96] et par une équipe de l’université du Minnesota pour le FePd [Jam98]. Parmi tous les matériaux présentant les propriétés des AMFMs, le plus utilisé à l’heure actuelle est sans conteste le Ni-Mn-Ga.

L’article [Lia06a] détaille les trois possibilités de réaliser un actionnement magnétique à partir d’alliage à mémoire de Forme Magnétique. La première d’entre elles consiste à obtenir une transformation de phase induite par champ magnétique, cela demande des champs magnétiques très importants et se révèle inadéquat pour l’actionnement. La deuxième possibilité, largement détaillée dans ce rapport, est le réarrangement martensitique induit par champ magnétique. Enfin, la troisième possibilité, appelée hybride, consiste à utiliser un gradient de champ magnétique afin de créer une force suffisante qui engendrera une transformation de phase.

1.7.1 Les composites à mémoire de forme magnétiques et les alliages Fe-Pd

Les composites

Nous trouvons dans la littérature des actionneurs originaux utilisant des *composites d’alliages à mémoire de forme ferromagnétiques* [Lia03] [Lia06b]. Ces composites ne sont pas, à proprement parler, des AMFMs mais plutôt un assemblage d’AMF et de

matériaux ferromagnétiques. Ils sont en fait composés de deux couches : une couche d'AMF et une autre de matériau ferromagnétique. Dans ce type d'actionnement, c'est l'effet pseudo-élastique de l'alliage à mémoire de forme qui est utilisé. Lorsque ce bicouche est plongé dans un gradient de champ magnétique, des forces s'exercent dans le matériau ferromagnétique de manière à diminuer l'entrefer du circuit magnétique (effet réluctance variable) et ainsi une déformation de l'AMF apparaît. Ces matériaux mettent en jeu un principe d'actionnement hybride, d'après le classement précédent.

Les alliages Fer-Palladium

Dans le même esprit, certains alliages à mémoire de forme ont été développés avec des caractéristiques ferromagnétiques intrinsèques. Les deux propriétés du composite précédent sont ainsi réunies au sein d'un seul alliage. Le plus connu est à base de fer et de palladium (FePd). Des chercheurs de l'université de Washington à Seattle ont réalisé des prototypes d'actionneurs avec ce matériau utilisé en flexion [Lia00]. On utilise également ce type d'alliage sous une forme de ressort, activé par un système magnétique constitué d'aimants permanents et de bobinages [Wad02]. La figure 1.10 présente la comparaison d'un actionneur avec un ressort en fer et celui avec un ressort réalisé en FePd : l'effet pseudoélastique de l'AMF augmente considérablement la déformation engendrée par les forces magnétiques. Là encore, le mode d'actionnement est hybride.

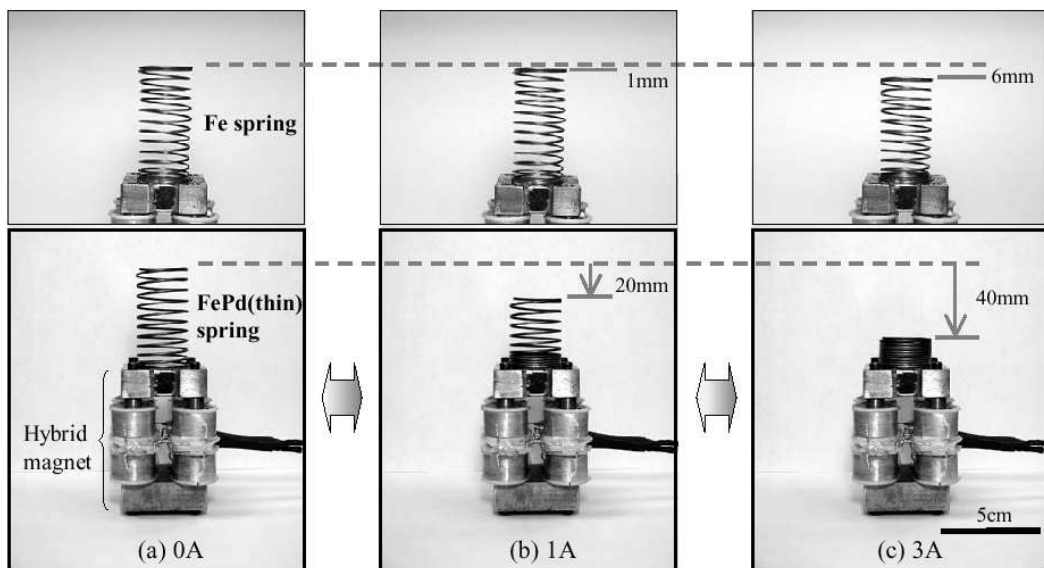


FIG. 1.10 – Comparaison entre un actionneur avec un ressort en fer et avec un ressort réalisé en FePd [Wad02].

1.7.2 Les alliages Ni-Mn-Ga

Dans ces alliages, le réarrangement d'une variante de martensite en une autre est provoqué par application d'un champ magnétique. Contrairement aux deux matériaux précédents, ce n'est pas le gradient de champ magnétique qui induit une déformation mais directement la valeur du champ magnétique appliqué au matériau. Le mécanisme de conversion d'énergie de ce matériau sera étudié en profondeur dans le chapitre 2 et une bibliographie sur les actionneurs qui les mettent en œuvre est disponible dans le chapitre 3.

1.8 Notoriété des différents matériaux

Afin d'évaluer la notoriété des différents matériaux actifs et semi-actifs, nous avons effectué une étude relative au nombre d'articles publiés sur chaque type de matériau lors de l'*International Conference on New Actuators* de Brème (ACTUATOR 2002-2004-2006). Cette conférence a lieu tous les deux ans et une importante part des publications concerne les matériaux actifs et semi-actifs. Seuls ces matériaux sont pris en compte dans le calcul des pourcentages². La figure 1.11 recense ces résultats : plus de la moitié des matériaux actifs représentés lors de ces conférences concerne les matériaux piézoélectriques. Ensuite viennent les AMFs et les polymères électro-actifs. Remarquons que l'évolution de ces trois types de matériaux sur les différentes conférences est quasi-constante, cela indique que ces technologies deviennent des standards parmi les matériaux actifs. Les AMFMs, les ferrofluides et les fluides magnéto-rhéologiques s'imposent comme les matériaux en nette progression sur les différentes années, bien qu'ils restent en petit nombre. La fiabilité de cet indicateur est toute relative mais il reflète tout de même les tendances actuelles en matière de matériaux actifs et semi-actifs pour l'actionnement.

1.9 Conclusion

Le comportement des matériaux actifs, notamment des AMFMs, se révèle très non-linéaire. Les techniques traditionnelles de commande linéaire s'avèrent très souvent insuffisantes sur ce type de matériau, d'autant plus que ces matériaux sont, la plupart du temps, destinés à des applications à haute résolution. Aux commandes spécifiques à développer, s'ajoutent la conception et le dimensionnement d'actionneurs. En effet, les spécificités non-linéaires des matériaux actifs ont intérêt à être prises en compte dès le processus de conception afin d'obtenir des actionneurs efficaces pour leur fonction. Une modélisation est alors utile pour répondre aux besoins de la conception et de la commande. Cette modélisation est multi-physique de par la nature multi-fonctionnelle de ces matériaux, mais aussi parce que l'influence d'autres variables, qui n'agissent pas directement dans la conversion d'énergie (par exemple la température), doit être prise

²il y a notamment les actionneurs électromagnétiques qui sont largement représentés mais qui ne rentrent pas dans le cadre de notre étude.

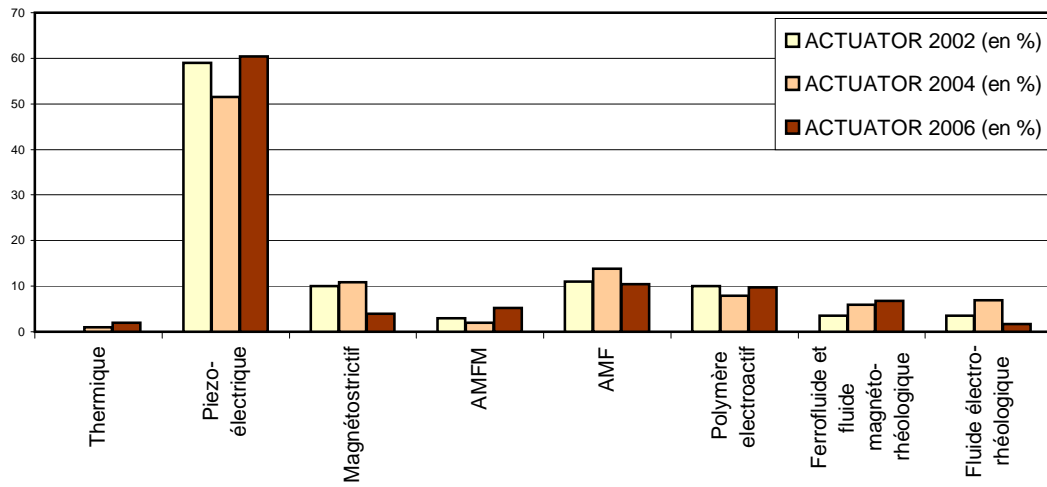


FIG. 1.11 – Comparaison de la représentation des différents matériaux actifs et semi-actifs lors de la conférence ACTUATOR (Seuls les matériaux actifs et semi-actifs sont pris en compte pour le calcul des pourcentages).

en compte car elle a un effet sur le comportement global du système. Nous nous confrontons alors à plusieurs problèmes : le manque de cadre général pour étudier les systèmes non-linéaires, la dimension multi-physique de l'approche de modélisation ainsi que le fait que la conversion d'énergie se fasse à l'intérieur même du matériau.

Chapitre 2

Modélisation des Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la modélisation des Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques. Une étude bibliographique sur ceux-ci est tout d'abord établie afin de constater les limites des modèles existants. Une approche originale basée sur le formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles, avec une brève étude cristallographique, est ensuite présentée. Le modèle thermo-magnéto-mécanique ainsi établi est premièrement détaillé dans une situation isotherme dans le cadre du réarrangement martensitique et est validé expérimentalement. Deuxièmement, l'influence de la température sur le comportement du matériau est analysée. Quelques résultats sont alors comparés à des réalisations expérimentales tirées de la littérature. Troisièmement, une modélisation numérique générale est présentée afin de simuler le comportement thermo-magnéto-mécanique d'un AMFM.

2.1 Introduction

La variété des approches concernant la modélisation des AMFMs apparaît assez vaste, cependant quelques points de comparaison peuvent être mis en évidence.

Premièrement, deux grandes familles de chercheurs en sont venues à étudier les AMFMs. D'une part, les équipes issues de l'étude des matériaux magnétiques, notamment des matériaux magnétostrictifs, ont une approche rigoureuse du magnétisme et une approche plus simple en ce qui concerne les aspects mécaniques. D'autre part, les équipes travaillant auparavant sur l'étude des AMFs classiques ont une approche inverse, les phénomènes magnétiques sont moins développés alors que les modélisations thermiques et mécaniques s'avèrent plus abouties.

Une deuxième distinction entre les modèles se trouve dans l'échelle considérée. À l'échelle microscopique, l'étude de la cristallographie permet d'obtenir des informations

mécaniques et l'étude des spins magnétiques conduit à des résultats d'ordre magnétique. À l'échelle mésoscopique, l'étude porte sur les frontières entre phases et variantes ainsi que sur l'étude micromagnétique des mâcles et domaines de Weiss. À l'échelle macroscopique, des modèles de comportement mécanique et magnétique sont développés.

Un dernier classement possible des modèles est en lien avec l'utilisation possible de ceux-ci. Les modèles les plus précis et les plus proches du comportement réel du matériau, préférés des physiciens du solide, sont aussi ceux qui sont les plus difficiles à mettre en œuvre pour un dimensionnement de système utilisant le matériau considéré, une simulation numérique, ou l'élaboration d'une loi de commande. Des modèles plus simples permettent une utilisation pratique sachant que la complexité d'un modèle peut se quantifier par le nombre de paramètres indépendants utilisés ainsi que par la complexité des lois mathématiques utilisées.

Dans la partie suivante, nous tentons de montrer la diversité des approches possibles pour l'étude des AMFMs. Cette liste non-exhaustive est représentative des modèles existants.

2.2 Quelques modèles

Les modèles étudiés dans cette partie sont principalement des modèles du réarrangement martensitique. Cependant certains travaux concernent la transformation de phase dans les AMFMs comme par exemple ceux relatés dans [Che04], [Hir04c] ou [Pon03]. La variété des approches concernant la transformation de phase est aussi importante que celle correspondant à l'étude des AMFs classiques. Comme nous l'avons remarqué dans le chapitre 1, le principe d'actionnement dans les AMFMs est basé sur un réarrangement martensitique au sein du matériau, engendré par un champ magnétique. C'est pourquoi, nous nous recentrons, dans cet état de l'art, sur les modèles de réarrangement martensitique et de ses interactions avec le magnétisme.

2.2.1 Modèle proposé par Murray et al. [Mur00] [Mur01a]

Un modèle très simple du comportement des AMFMs fut établi par Murray et al. en 2000 et 2001. Les auteurs considèrent deux énergies, l'une d'origine mécanique $(\sigma + \sigma_0)\varepsilon_0$ qui est une fonction affine de la contrainte appliquée au matériau σ , l'autre d'origine magnétique $M_S H$ qui est proportionnelle au champ magnétique H . Les paramètres σ_0 , ε_0 et M_S sont constants. De plus, la déformation ne peut prendre que deux valeurs distinctes : 0 et ε_0 . La frontière entre ces deux valeurs est alors fixée par le critère d'équilibre énergétique $(\sigma + \sigma_0)\varepsilon_0 = M_S H$.

Ce modèle apparaît beaucoup trop simple pour correspondre aux résultats expérimentaux. En effet, ce modèle est réversible, la déformation n'admet que deux valeurs possibles, et aucune saturation du champ magnétique n'est considérée. Cependant, l'approche de deux énergies d'origine différente, qui sont en opposition, reste intéressante.

2.2.2 Micromagnétisme

Tickle et James, dans [Tic00] et [Tic99], considèrent un modèle tridimensionnel en prenant en compte chacune des trois variantes de martensite. Cependant celui-ci reste simple aux niveaux magnétique et mécanique en ne considérant que des magnétisations et des tenseurs de déformation constants pour chaque variante. En ajoutant l'effet d'un champ de démagnétisation sur l'échantillon, la valeur de déformation est obtenue après une minimisation d'énergie. Ce modèle est réversible (ne prenant pas en compte l'hystérésis) et sans saturation magnétique comme le précédent, mais donne une fonction correspondant à la déformation continue et permet une interprétation en trois dimensions.

DeSimone et James étendent aux AMFMs la théorie du micromagnétisme, utilisée pour l'étude des cas purement magnétiques et magnétostrictifs [DeS02]. Le but d'un tel modèle est de décrire les changements de la microstructure magnétique dans le matériau en fonction du champ magnétique appliqué et d'en déduire les relations macroscopiques entre déformation et champ magnétique.

2.2.3 Modèle proposé par O'Handley [O'H00] [Mur01b]

Le modèle proposé par O'Handley et al. est basé sur la thermodynamique [O'H00] [Mur01b]. Il propose une expression de l'énergie libre prenant en compte l'énergie de Zeeman, l'énergie due à l'anisotropie magnétique, une énergie élastique ainsi qu'une énergie due à la contrainte extérieure. Par une minimisation d'énergie, il obtient la fraction volumique de martensite en fonction du champ magnétique et de la contrainte. Il ajoute enfin un champ magnétique coercitif (négatif ou positif suivant le sens de variation du champ) dépendant de la contrainte, pour prendre en compte l'hystérésis d'origine mécanique. Ce modèle présente une approche thermodynamique intéressante en écrivant une énergie libre incluant des termes mécaniques et magnétiques, mais semble limité pour prendre en compte l'hystérésis.

2.2.4 Modèle proposé par Likhachev et Ullakko [Lik00a] [Lik00b]

Likhachev et Ullakko introduisent l'anisotropie magnétique dans leur modèle d'AMFM. Deux fonctions de magnétisation correspondant aux axes de facile et difficile aimantations sont proposées, respectivement $M_a(H)$ et $M_t(H)$. Une *contrainte d'origine magnétique* est ensuite déduite. Cette contrainte, ajoutée à la contrainte mécanique réellement appliquée, forme une contrainte globale. Une fonction de comportement mécanique est utilisée pour obtenir la déformation à partir de cette nouvelle contrainte.

Un comportement mécanique réversible est pris en compte dans [Lik00b] et un comportement hystérétique de type distribution de Fermi est utilisé dans [Lik00b], correspondant à deux fonctions exponentielles différentes pour les deux sens d'évolution de la déformation.

Extension du modèle proposée par Kiang et Tong [Kia05]

En se basant sur le modèle magnétique précédent, Kiang et Tong proposent un modèle d'AMFM différent en introduisant un modèle mécanique hystérétique qui est constitué de trois segments linéaires par morceaux. Le but d'une telle modélisation est la simplicité de mise en œuvre pour la simulation par éléments finis.

Extension du modèle proposée par Suorsa et al. [Suo04d]

Le modèle proposé par Suorsa et al. est basé également sur le modèle de Likhachev d'un point de vue magnétique. Cependant, le modèle mécanique hystérétique est un modèle original développé initialement pour un comportement d'hystérésis purement magnétique. Ce modèle d'hystérésis est statique, comme tous les modèles d'hystérésis présentés dans cette bibliographie et prend en compte des boucles internes sans points mémoire. Ce modèle a été utilisé pour la conception d'actionneurs à base d'AMFM.

2.2.5 Vers des modèles thermodynamiques

Modèle proposé par Hirsinger et al. [Hir01] [Hir04a] [Hir04b] [Cre04b]

Le modèle de Hirsinger et al. est basé sur la thermodynamique des processus irréversibles à variables internes. Les variables internes considérées sont la fraction volumique de martensite, l'angle de rotation de la magnétisation et la largeur des domaines de Weiss considérés à partir d'un Volume Élémentaire Représentatif (VER). D'un point de vue mécanique, les auteurs introduisent une contrainte idéale σ_{an} correspondant à un comportement réversible du réarrangement et ajoutent une loi d'évolution liant la fraction volumique de martensite à $(\sigma - \sigma_{an})$, où σ est la contrainte appliquée à l'échantillon d'AMFM.

D'un point de vue magnétique, un premier modèle ne considérant pas la rotation de la magnétisation fut d'abord mis en place, puis une extension avec rotation de la magnétisation fut proposée. Les énergies considérées engendrent des lois de comportement magnétique assez compliquées. Une extension du modèle avec l'application du champ magnétique en deux dimensions a été également proposée par Creton et Hirsinger [Cre05].

Modèle proposé par Kiefer et al. [Kie05] [Kie07]

Kiefer et al. proposent également un modèle basé sur la thermodynamique des processus irréversibles. Nous noterons, dans cette modélisation, le fait que l'expression de l'énergie libre de Gibbs change en fonction du sens d'évolution ($M1 \rightarrow M2$ et $M2 \rightarrow M1$). Une énergie libre étant une fonction d'état, elle ne devrait pourtant ne dépendre que de l'état du matériau et non du sens d'évolution de cet état.

2.2.6 Des approches originales

Modèle proposé par Adly et al. [Adl06]

Adly et al. proposent un modèle de type Preisach vectoriel pour représenter le comportement d'un AMFM et d'un matériau magnétostrictif. Les deux entrées du modèle sont alors le champ magnétique et la contrainte mécanique. La déformation correspond à la sortie du modèle. Ce modèle n'est pas du tout basé sur une approche physique du comportement du matériau. En effet, le même modèle a été utilisé pour le réarrangement martensitique dans les AMFMs et dans les matériaux magnétostrictifs classiques où les phénomènes mis en jeu sont de nature fort différentes.

Modèle proposé par Müllner et al. [Mül02] [Mül03]

Müllner et al. proposent une approche basée sur une description microscopique de la magnéto-plasticité et expliquent que les propriétés magnéto-mécaniques macroscopiques dépendent de la microstructure. D'après ces auteurs, des approches mésoscopiques ou macroscopiques sont suffisantes pour prédire la contrainte d'origine magnétique en raison du fait que les propriétés dépendent uniquement de paramètres globaux. En revanche, l'hystérésis magnéto-mécanique et le seuil de champ magnétique peuvent seulement s'expliquer sur les bases d'un modèle microscopique parce que ces propriétés reflètent l'interaction mutuelle entre les variantes et leurs interactions avec les interfaces.

Modèles basés sur une approche statistique

Une approche statistique et probabiliste a été mise en œuvre dans [Gla03]. Une distribution de Gauss est utilisée pour obtenir les valeurs de la fraction volumique de martensite en fonction d'une contrainte d'origine magnétique. Deux fonctions sont prises en compte pour les deux sens d'évolution afin d'obtenir une hystérésis.

Une autre approche probabiliste est exposée dans [Buc03], où le réarrangement des variantes est pris en compte en même temps que la transformation de phase. Une probabilité de transition de phase ou de réarrangement est calculée à partir d'une fonctionnelle d'énergie.

Modèle de Couch et al. [Cou07]

Ce modèle est une extension du modèle de Brinson et Tanaka utilisé dans le cadre des AMFs classiques. Ce modèle est typiquement un modèle de comportement macroscopique. Une équation de comportement (*équation constitutive*) lie les variables entre elles de manière linéaire (contrainte, déformation, champ magnétique et fraction volumique de martensite) avec des paramètres pouvant être fonction de la fraction volumique de martensite.

2.2.7 Les convergences entre ces approches

Au niveau magnétique, dans [Lik04], un bilan est fait sur la prise en compte du magnétisme dans les modèles. L'influence de deux phénomènes majeurs est à considérer : la rotation de la magnétisation due à une anisotropie magnéto-cristalline, et la variation de la taille des domaines de Weiss.

Certains ne prennent en compte ni la rotation de la magnétisation, ni la variation des domaines de Weiss : la magnétisation est alors considérée comme fixe pour chacune des variantes. D'autres prennent en compte uniquement un de ces deux éléments (soit la rotation de la magnétisation, soit la variation des domaines de Weiss). Enfin, certains prennent en compte ces deux phénomènes.

Le concept de contrainte d'origine magnétique se généralise, cette contrainte est alors utilisée dans un modèle mécanique pur. Cette technique permet de simplifier l'étude en découplant les effets magnétiques et mécaniques.

Au niveau mécanique, il y a autant d'approches qu'il y en a pour les AMFs classiques. Cependant, la plupart des modèles sont fondés sur une approche élastique, élastique par morceaux, ou utilisent un modèle d'hystérésis de type Preisach ou un autre modèle plus simple, hérité des matériaux magnétiques. Les véritables approches thermodynamiques sont rares et manquent souvent de rigueur dans leur développement. Cependant, ce type d'approche permet de bien formaliser le concept de contrainte d'origine magnétique, et d'étendre la modélisation à la dynamique et à la réaction au changement de température. Le cadre de la thermodynamique est certainement le moyen le plus rigoureux d'établir un modèle macroscopique complet, bien que celui-ci soit relativement compliqué dans son écriture générale.

2.3 Cristallographie du Ni-Mn-Ga

Comme l'expliquent Müllner et al. [Mül03], les propriétés macroscopiques mécaniques dépendent de la microstructure du matériau. Il est donc très utile d'étudier la structure cristallographique d'un AMFM. On trouve un exemple de mesures de microstructure effectuées sur un échantillon de Ni-Mn-Ga dans [Ge06]. Les mesures par diffractométrie de rayons X et par microscopie électronique en transmission haute résolution apportent des informations sur la structure cristalline du matériau.

2.3.1 Les différentes phases et variantes

Nous étudions dans ce mémoire un alliage de Nickel (Ni), Manganèse (Mn) et Gallium (Ga) dont la composition est proche de la composition stœchiométrique Ni_2MnGa . À haute température, la phase austénitique (A) présente une structure L2_1 dite Heusler qui est un assemblage de 8 mailles cubiques centrées. Nous considérerons, dans la suite de ce manuscrit, une représentation simplifiée de cette structure, c'est-à-dire un cube dont l'arête correspond au paramètre de maille noté a_0 . Suite à un refroidissement ou

à l'application d'une contrainte, ce matériau peut se transformer en trois autres phases principales :

- la martensite quadratique avec une modulation atomique d'une périodicité de 5 couches atomiques dite 5M, caractérisée par 2 paramètres de maille : a correspond aux deux axes longs et c à l'axe court ;
- la martensite monoclinique centrée associée à une modulation atomique d'une périodicité de 7 couches atomiques dite 7M, caractérisée par quatre paramètres de maille : a et b associés aux deux axes longs, c associé à l'axe court et un angle de distorsion θ ;
- la martensite quadratique non modulée, dite NMT, caractérisée par 2 paramètres de maille : a correspondant aux deux axes courts, et c à l'axe long.

Les valeurs des paramètres de maille varient suivant la composition de l'alliage considéré. Cependant, les valeurs maximales de déformation lors d'un réarrangement martensitique sont respectivement de 5 à 6 %, de 10 à 11 % et de 15 à 19 % pour les martensites 5M, 7M et NMT. L'activation par champ magnétique est possible, à l'heure actuelle, sur les deux premières ; mais concernant la martensite NMT, seul un réarrangement par contrainte mécanique a été mis en évidence expérimentalement.

En ce qui concerne les martensites 7M et NMT, plus de renseignements peuvent être trouvés dans [Soz02], [Ric06] ou [Jia02]. Nous nous intéresserons à la martensite 5M durant la suite du document car c'est la structure martensitique des matériaux les plus répandus à l'heure actuelle : les essais expérimentaux sont par conséquent plus abondants et le matériau est plus aisément disponible. Les outils utilisés dans cette thèse sont cependant suffisamment généraux pour convenir à un autre type d'AMFM.

Une martensite de type 5M peut être présente sous la forme de trois variantes. Cela est dû à sa structure quadratique [Cre04a]. Ces variantes sont représentées sur la figure 2.1. Nous noterons M1, M2 et M3 les variantes qui ont respectivement leur axe court suivant les axes \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} .

2.3.2 Réarrangement et transformation

La figure 2.2 présente le comportement général d'un AMFM. À haute température, l'alliage est sous une forme austénitique. Après refroidissement, l'échantillon contient à parts égales les trois variantes de martensite, aucune déformation macroscopique n'en résulte. L'application d'une contrainte de compression permet de favoriser la variante qui a son axe court dans la direction de cette contrainte (M2 sur la figure) et change ainsi la forme de l'échantillon. L'application d'un champ magnétique permet de favoriser la variante qui a son axe de facile aimantation (confondu avec l'axe court) dans la direction de ce champ (M1 sur la figure) et modifie également la forme de l'échantillon. L'équilibre entre ces deux effets permet d'obtenir un actionnement.

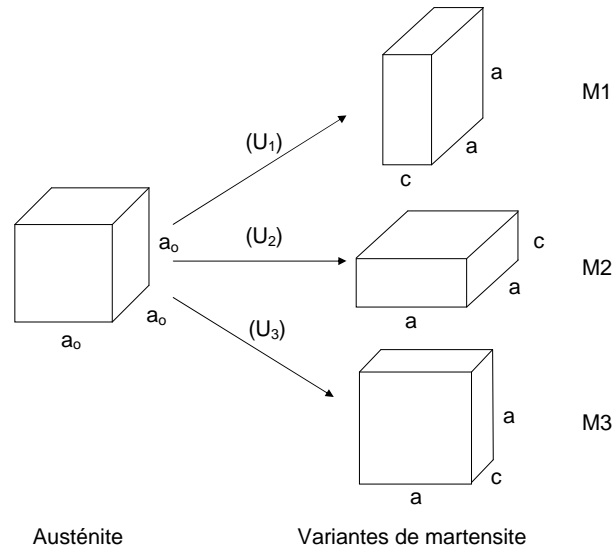


FIG. 2.1 – Les trois variantes de martensite lors d’une transformation d’une structure cubique vers une structure tetragonale.

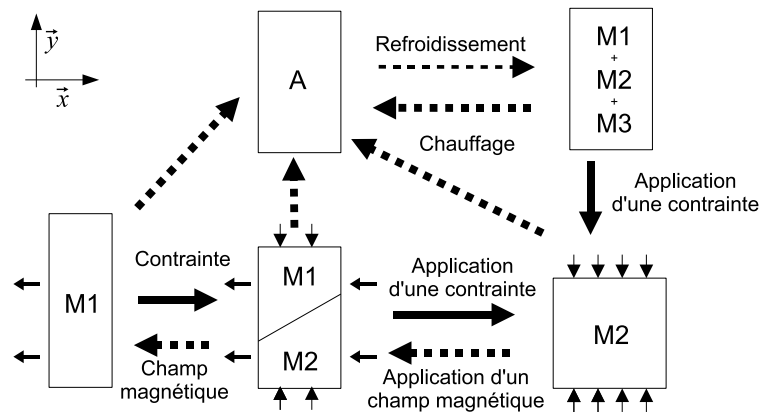


FIG. 2.2 – Réarrangement et transformation dans un AMFM.

2.3.3 Calculs de microstructure

Si nous notons \underline{E}_k , le gradient de transformation de l'austénite A en martensite Mk, il est défini par :

$$d\vec{x}_0(A) \xrightarrow{\underline{E}_k} d\vec{x}(Mk) \quad (2.1)$$

où $\vec{x}_0(A)$ et $\vec{x}(Mk)$ sont les vecteurs de position associés respectivement à l'austénite et la variante de martensite Mk.

Le tenseur des déformations de Green-Lagrange \underline{E}_i^{tr} est alors défini par :

$$\begin{aligned} \underline{E}_i^{tr} &= \frac{1}{2}({}^t\underline{F}_i\underline{F}_i - \underline{1}) \text{ avec } {}^t\underline{F}_i\underline{F}_i = \underline{U}_i^2 \\ \underline{E}_i^{tr} &= \frac{1}{2}(\underline{U}_i^2 - \underline{1}) \end{aligned} \quad (2.2)$$

En se basant sur la théorie cristallographique de la martensite (cf. [Bal87][Bal92]) reprise par [Bha03], nous sommes capables de déduire, à partir des propriétés cristallines, les propriétés microscopiques et les propriétés macroscopiques du matériau. Nous ne détaillerons pas tout le raisonnement correspondant dans ce mémoire, le lecteur pourra se référer à [Cre04a] pour le détail des calculs.

La matrice de transformation de phase \underline{U}_i , qui est aussi appelée matrice de Bain, décrit la déformation homogène lors d'une transformation d'une maille mère austénitique en une maille de martensite. Dans notre cas, trois matrices correspondent à chacune des trois variantes de martensite :

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= \begin{pmatrix} \beta_c & 0 & 0 \\ 0 & \beta_a & 0 \\ 0 & 0 & \beta_a \end{pmatrix}, \quad \underline{U}_2 = \begin{pmatrix} \beta_a & 0 & 0 \\ 0 & \beta_c & 0 \\ 0 & 0 & \beta_a \end{pmatrix} \\ \text{et } \underline{U}_3 &= \begin{pmatrix} \beta_a & 0 & 0 \\ 0 & \beta_a & 0 \\ 0 & 0 & \beta_c \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.3)$$

avec $\beta_a = \frac{a}{a_0}$ et $\beta_c = \frac{c}{a_0}$.

Le nombre de variantes correspond au rapport entre l'ordre du groupe de symétrie de l'austénite et l'ordre du groupe de symétrie de la martensite [Cre04a].

Le tenseur des déformations de Green-Lagrange peut alors s'écrire, lors d'une transformation austénite \rightleftharpoons variante Mk de martensite :

$$\underline{E}_k = \frac{1}{2}(\underline{U}_k^2 - \underline{1}) \quad (2.4)$$

Dans l'annexe A, les détails concernant la microstructure de ce matériau sont présentés. Le principal résultat est qu'une interface entre l'austénite et la martensite ne peut exister qu'avec une phase de martensite jumelée comme le montre la figure 2.3. Les calculs permettent ainsi de calculer les angles des interfaces ainsi que la largeur λ des bandes de martensite jumelées.

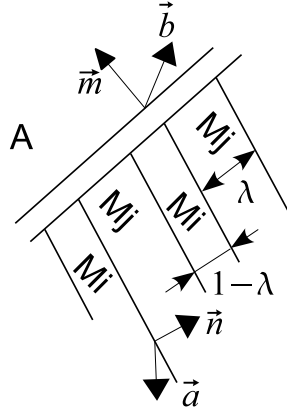


FIG. 2.3 – Microstructure correspondant à une interface austénite - martensite jumelée [Lex04].

2.4 Modèle général magnéto-thermo-mécanique du comportement d'un AMFM

Les AMFMs sont des matériaux actifs au comportement complexe, ce qui ne facilite pas leur étude. Leur caractéristique principale réside dans le lien entre mécanique et magnétisme pour le réarrangement des variantes de martensite. Ces matériaux sont aussi des AMFs et réagissent donc à la température en changeant de phase. De plus, leur comportement est très non-linéaire et hystérétique. Enfin, leur temps de réponse très court lors de l'actionnement met en avant un comportement dynamique à prendre en compte. Ces différents éléments de modélisation sont dans la plupart des cas mis en évidence indépendamment en se focalisant particulièrement sur un de ces aspects. La modélisation des AMFMs manque d'un cadre général qui permettrait de considérer les principaux aspects dans le même formalisme. Celui-ci doit intégrer les caractères non-linéaire, multi-physique et dynamique.

Nous avons choisi le formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles à variables internes, combiné à une formulation variationnelle de type Lagrange et Hamilton. Dans cette partie, nous étudierons le modèle dans son cadre quasi-statique avec le formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles ; la partie dynamique (formulation variationnelle de type Lagrange ou Hamilton) sera abordée dans le chapitre 4. L'idée de la modélisation thermodynamique est d'écrire un potentiel thermodynamique de type énergie interne (ou énergie libre de Gibbs, de Helmholtz ou autre, choisie en fonction des variables considérées comme entrées du système) qui permette de modéliser le comportement thermodynamique du matériau.

Dans cette partie, nous introduisons le cadre général du modèle que nous avons développé. Une formulation très générale est d'abord écrite. Celle-ci étant très complexe de par le grand nombre de paramètres et la multitude des prédictions possibles, nous l'étudierons en détail dans quelques cas particuliers.

Nous nous fixons les hypothèses suivantes de travail :

- la martensite est de type 5M ;
- la contrainte est appliquée dans une direction \vec{y} (voir figure 2.2), en compression, et jusqu'à une contrainte maximale d'environ 100 MPa ;
- le champ magnétique sera appliqué dans une direction \vec{x} (perpendiculaire à \vec{y}), jusqu'à une valeur absolue de l'ordre de 1 à 2 T ;
- la température varie d'environ 200 K jusqu'à la température de Curie (≈ 400 K).

2.4.1 Notions de thermodynamique des processus irréversibles à variables internes

Le modèle thermodynamique devant être étendu au cas dynamique dans le chapitre 4, nous l'introduisons à partir de l'énergie totale tel qu'il est décrit dans les ouvrages de mécanique analytique [Gol80].

Le premier principe de la thermodynamique établit qu'il existe une grandeur extensive conservative $\mathcal{E}_T(q, \dot{q})$, fonction d'état appelée *énergie totale* et dépendant des coordonnées généralisées q ainsi que de leurs dérivées \dot{q} . Cette énergie peut se décomposer en une co-énergie cinétique et une énergie potentielle ¹ :

$$\mathcal{E}_T(q, \dot{q}) = \mathcal{T}^*(\dot{q}) + \mathcal{V}(q) \quad (2.5)$$

En thermodynamique classique, l'énergie potentielle \mathcal{V} est séparée en une énergie potentielle de pesanteur \mathcal{P} et une énergie interne \mathcal{U} :

$$\mathcal{V}(q) = \mathcal{P} + \mathcal{U} \quad (2.6)$$

La variation d'énergie totale du système considéré est due à un échange de chaleur \mathcal{Q}_e et à un échange de travail \mathcal{W}_e avec l'extérieur du système (premier principe de la thermodynamique) :

$$d\mathcal{E}_T = d\mathcal{Q}_e + d\mathcal{W}_e \quad (2.7)$$

Cet échange dépend du chemin suivi, ce qui est souligné par le symbole de variation non totale d . Le second principe de la thermodynamique établit qu'il existe une grandeur extensive non conservative S , appelée entropie, dont la variation entre deux états voisins est telle que :

$$dS = dS_p + \frac{d\mathcal{Q}_e}{T} \quad (2.8)$$

avec

$$dS_p \geq 0 \quad (2.9)$$

dS_p est la variation d'entropie produite par le système. Elle est toujours positive pour un système réel ou nulle pour un système parfaitement réversible. T est la température d'échange en Kelvin.

¹c.f. [Cra68] pour plus d'informations sur la différence entre l'énergie cinétique $\mathcal{T}(p)$ et la co-énergie cinétique $\mathcal{T}^*(\dot{q})$.

L'entropie étant une variable d'état, lors d'un fonctionnement en cycle où le point de départ est dans le même état que celui d'arrivée, nous avons $dS = 0$ et donc $\check{d}S_p = -\frac{\check{d}Q_e}{T}$.

Si n variables extérieures q_j subissent une variation $\check{d}q_j$, le travail reçu par le système peut s'exprimer de manière générale par :

$$\check{d}\mathcal{W}_e = \sum_{j=1}^n \pi_j \check{d}q_j \quad (2.10)$$

où π_j désigne la force généralisée relative à q_j , qu'applique la source extérieure sur le système.

Il est parfois utile en thermodynamique d'*échanger les rôles* du paramètre extérieur q_j et de sa force généralisée π_j . Nous parlons alors de formulation duale. Celle-ci est notamment très pratique lorsque la force généralisée reste constante puisqu'alors la fonction duale associée $\check{d}\mathcal{W}_j^* = q_j \check{d}\pi_j$ devient nulle. En mécanique et en électromécanique, la fonction d'état duale de l'énergie est parfois appelée la co-énergie. La transformation qui permet de passer de la fonction d'état \mathcal{W}_j à sa duale \mathcal{W}_j^* est appelée transformation de Legendre :

$$\mathcal{W}_j^* = \pi_j \cdot q_j - \mathcal{W}_j \quad (2.11)$$

Nous obtenons alors :

$$\check{d}\mathcal{W}_j^* = q_j \cdot \check{d}\pi_j \quad (2.12)$$

Parmi les fonctions thermodynamiques duales de l'énergie interne U , nous utilisons ici, l'énergie libre de Helmholtz $(-\mathcal{F}) = T \cdot S - \mathcal{U}$ ², qui intervertit les rôles de la température T et de l'entropie S et l'énergie libre de Gibbs $(-\check{\mathcal{G}}) = \sigma \cdot \varepsilon - \check{\mathcal{F}}$ (en variables locales) ou $(-\mathcal{G}) = p \cdot v - \mathcal{F}$ (en variables globales)³, qui intervertit les rôles de la contrainte et de la déformation ou de la pression et du volume.

Si l'on considère un système quasi-statique qui n'a pas d'énergie cinétique ni d'énergie potentielle de pesanteur, les deux équations (2.7) et (2.8) peuvent s'assembler de la manière suivante :

$$d\mathcal{U} = T dS - T \check{d}S_p + \check{d}\mathcal{W}_e \quad (2.13)$$

$$T dS - d\mathcal{U} + \check{d}\mathcal{W} \geq 0 \quad (2.14)$$

Dans notre cas, le travail reçu a deux origines : une origine mécanique $\check{d}\mathcal{W}_{meca} = \sigma d\varepsilon$ et une origine magnétique $\check{d}\mathcal{W}_{mag} = -\mu_0 M dH$ qui sera détaillée dans la partie suivante.

En utilisant l'énergie libre de Gibbs, $\check{\mathcal{G}} = \check{\mathcal{U}} - \sigma \cdot \varepsilon - T \cdot \check{S}$, l'inégalité précédente devient alors l'inégalité de Clausius-Duhem suivante :

$$d\check{\mathcal{D}} = -d\check{\mathcal{G}} - \check{S} dT - \varepsilon d\sigma - \mu_0 M dH \geq 0 \quad (2.15)$$

²Le signe *moins* vient d'une convention d'écriture en thermodynamique qui permet d'obtenir une variation des fonctionnelles d'énergies dans le même sens.

³Nous utiliserons, dans ce mémoire, les notations \mathcal{X} pour une énergie et $\check{\mathcal{X}}$ pour une énergie volumique.

où $d\check{\mathcal{D}}$ est l'incrément de dissipation.

En thermodynamique des processus irréversibles à variables internes, nous introduisons n variables supplémentaires z_i (dites variables internes) dans l'expression de l'énergie libre $\check{\mathcal{G}}(\sigma, H, T, z_1, \dots, z_n)$. L'expression de l'inégalité de Clausius-Duhem peut alors se simplifier en :

$$d\check{\mathcal{D}} = \sum_{i=1}^n \pi_{z_i} dz_i \geq 0 \quad (2.16)$$

où $\pi_{z_i} = -\frac{\partial \check{\mathcal{G}}}{\partial z_i}$ est la force thermodynamique associée à z_i .

Dans ce formalisme, le caractère irréversible du processus est pris en compte par l'intermédiaire de variables internes. Ces variables internes seront, dans le cas particulier de ce mémoire, des fractions volumiques d'une phase ou d'une variante de martensite par rapport aux autres et des variables magnétiques de type rotation de magnétisation ou proportion d'un domaine de Weiss par rapport à un autre.

2.4.2 Expression de l'énergie libre de Gibbs associée à un chargement magnéto-thermo-mécanique

Nous séparons l'écriture de l'énergie libre de Gibbs $\check{\mathcal{G}}$ en quatre expressions : une énergie d'origine chimique $\check{\mathcal{G}}_{chem}$, une autre d'origine thermique $\check{\mathcal{G}}_{therm}$, une énergie mécanique $\check{\mathcal{G}}_{meca}$ et enfin une énergie magnétique $\check{\mathcal{G}}_{mag}$. Cette énergie libre peut ainsi se mettre sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \check{\mathcal{G}}(\underline{\Sigma}, T, \vec{H}, z_0, z_1, \dots, z_n, \alpha, \theta, \alpha_A) = & \check{\mathcal{G}}_{chem}(T, z_0) + \check{\mathcal{G}}_{therm}(T) + \check{\mathcal{G}}_{meca}(\underline{\Sigma}, z_0, z_1, \dots, z_n) \\ & + \check{\mathcal{G}}_{mag}(\vec{H}, z_0, \dots, z_n, \alpha, \theta, \alpha_A) \end{aligned} \quad (2.17)$$

où les variables d'état sont les suivantes :

- $\underline{\Sigma}$: le tenseur des contraintes appliquées à l'échantillon ;
- \vec{H} : le champ magnétique appliqué ;
- T : la température.

Les variables internes choisies sont :

- z_0 : la fraction volumique d'austénite ;
- z_k : la fraction volumique de variante Mk de martensite ($k = 1 \dots 3$). Nous considérons que l'échantillon admet trois variantes de martensite, ce qui est donné par les précédents calculs de cristallographie ;
- α : la proportion du domaine de Weiss au sein d'un VER d'une variante de martensite. (voir la figure 2.4) ;
- α_A : la proportion du domaine de Weiss au sein de l'austénite ;
- θ : l'angle de rotation du vecteur magnétisation \vec{M} sous l'effet d'un champ magnétique \vec{H} au sein d'un VER.

Remarquons dès à présent qu'aucun terme énergétique de type magnéto-mécanique ou thermo-mécanique n'est présent, le lien entre les énergies se fait par l'intermédiaire d'un choix approprié de variables internes.

2.4.3 Choix du volume élémentaire représentatif

L'introduction de variables internes nécessite leurs définitions. Un choix pertinent de Volume Élémentaire Représentatif (VER) a été proposé par L. Hirsinger et C. Lexcellent [Hir02] dans un cadre isotherme avec un échantillon contenant deux variantes M1 et M2. C'est ce choix que nous avons retenu. Bien que le nôtre soit plus général, nous présentons tout d'abord ces variables dans un cadre isotherme. Celui-ci est représenté sur la figure 2.4 et contient les deux variantes M1 et M2 disposées sous leur forme jumelée. z correspond à la fraction volumique de la variante M1. À l'intérieur de chacune des variantes, deux domaines de Weiss sont présents, α correspond au rapport de l'épaisseur d'un domaine par rapport à l'autre. θ correspond à l'angle entre la direction naturelle et la direction réelle de la magnétisation au sein de M2.

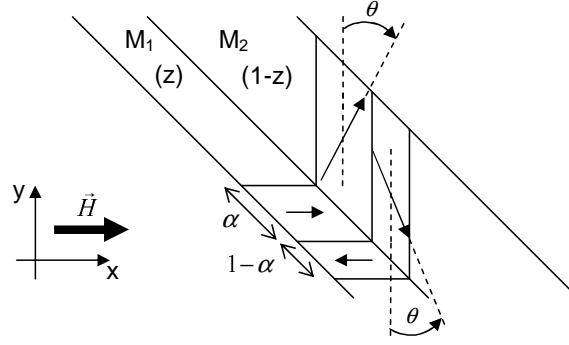


FIG. 2.4 – Volume élémentaire représentatif (VER) lorsque l'échantillon est composé par seulement deux variantes de martensite M1 et M2 ($z = z_1$ et $1 - z = z_2$).

La figure 2.5 présente l'évolution du VER lorsqu'il est soumis à un champ magnétique dans la direction \vec{x} . (a) Pour un champ nul, la magnétisation totale de l'échantillon est nulle car la magnétisation dans un domaine de Weiss est compensée par l'autre domaine de Weiss. Lorsqu'un champ relativement faible est appliqué, le domaine de Weiss qui a son axe d'aimantation dans le sens du champ magnétique augmente, ce qui a pour effet d'augmenter également le domaine de Weiss de l'autre variante de martensite en raison de la continuité du flux magnétique. (b) Cette augmentation apparaît jusqu'à disparition complète de l'autre domaine de Weiss ($\alpha = 1$). Lorsque le champ devient plus important, deux situations peuvent avoir lieu. La première situation (c) apparaît lorsque l'échantillon est libre de contrainte ou lorsque la contrainte appliquée est suffisamment faible : un réarrangement de martensite apparaît afin d'augmenter la proportion de la magnétisation dans l'axe du champ magnétique. La deuxième situation (d) se présente lorsque l'échantillon est bloqué mécaniquement, c'est-à-dire lorsque le réarrangement n'est pas possible. Il y a alors une rotation de la magnétisation afin que celle-ci s'oriente dans l'axe du champ magnétique appliqué ([Cre04a], [Hir04b]).

Notons tout de même qu'un problème existe pour ce VER concernant la continuité du flux magnétique lorsqu'une rotation de la magnétisation s'opère. En effet, Lorsque θ augmente, le flux magnétique à l'interface entre les deux variantes change du côté de

la martensite M2 alors que le flux magnétique côté martensite M1 reste le même. Ce détail montre que le VER choisi est une approximation mésoscopique de phénomènes micromagnétiques plus complexes.

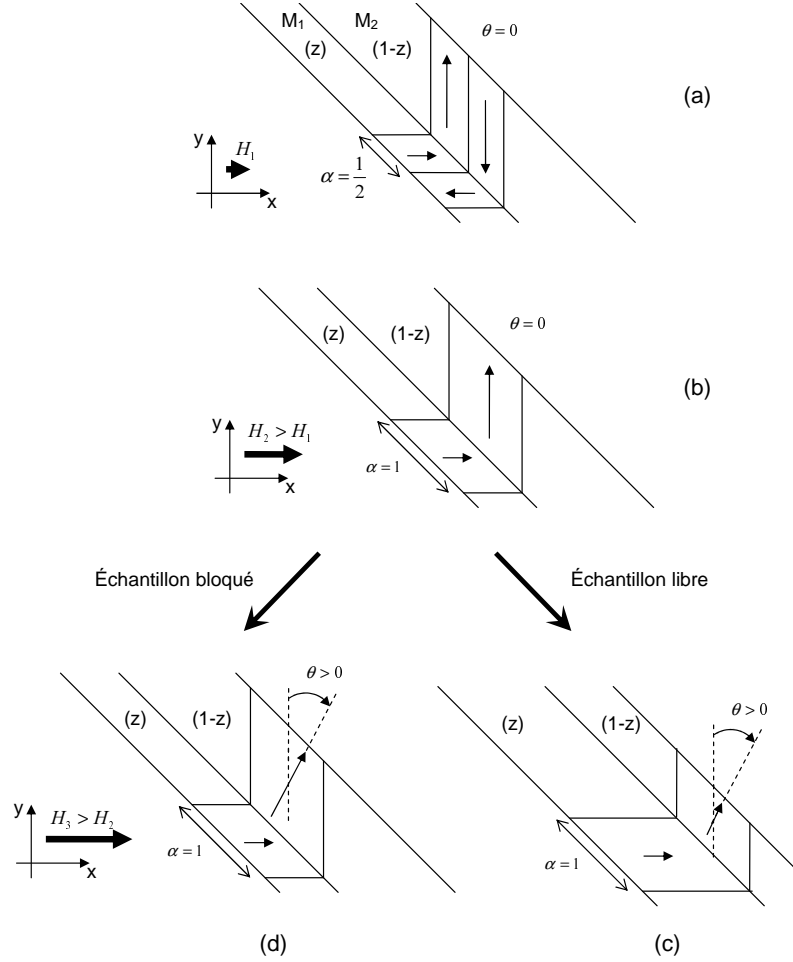


FIG. 2.5 – Évolution du Volume élémentaire représentatif lorsqu'il est soumis à un champ magnétique.

Examinons maintenant séparément les quatre termes de l'énergie libre de Gibbs.

2.4.4 Expression de l'énergie chimique

Cette énergie est relative à la chaleur latente lors d'une transformation de phase. En suivant l'hypothèse d'identité des énergies chimiques des différentes variantes de martensite et d'après la définition de l'énergie libre de Gibbs, nous pouvons déduire :

$$\begin{aligned}\check{\mathcal{G}}_{chem}(T, z_0) &= z_0(u_0^A - Ts_0^A) + (1 - z_0)(u_0^M - Ts_0^M) \\ &= u_0^M - Ts_0^M + z_0\pi_0^f(T)\end{aligned}\tag{2.18}$$

avec $\pi_0^f(T) = \Delta\mathcal{U} - T\Delta S$, $\Delta\mathcal{U} = u_0^A - u_0^M$, $\Delta S = s_0^A - s_0^M$.

u_0^A , u_0^M , s_0^A et s_0^M sont respectivement les énergies internes de l'austénite et de la martensite et les entropies de l'austénite et de la martensite. Elles seront considérées constantes.

2.4.5 Expression de l'énergie thermique

Cette énergie est relative à l'énergie emmagasinée par l'intermédiaire de la capacité calorifique du matériau. Nous considérons par hypothèse que la capacité calorifique C_p du matériau est constante et satisfait sa définition :

$$C_p = -T \frac{d^2 \check{\mathcal{G}}_{therm}}{dT^2} \quad (2.19)$$

L'expression de l'énergie est obtenue par intégration :

$$\check{\mathcal{G}}_{therm} = C_p \left[(T - T_0) - T \cdot \log \left(\frac{T}{T_0} \right) \right] \quad (2.20)$$

2.4.6 Expression de l'énergie mécanique

Pour un matériau contenant une phase austénitique et n variantes de martensite, nous choisissons l'expression générale suivante pour l'énergie mécanique, d'après Vivet et Lexcellant [Viv98] :

$$\phi_{it}(z_0, \dots, z_n) = Az_0(1 - z_0) + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n \sum_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq k}}^n K_{k\ell} z_k z_\ell \quad (2.21)$$

avec :

$$\sum_{i=0}^n z_i = 1 \quad (2.22)$$

et

$$\begin{aligned} \rho \check{\mathcal{G}}_{meca}(\underline{\Sigma}, z_0, z_1, \dots, z_n) = \\ - \underline{\Sigma} : \left(\sum_{k=0}^n z_k \underline{E}_k \right) - \frac{1}{2} \underline{\Sigma} : \underline{S} : \underline{\Sigma} + \phi_{it}(z_0, \dots, z_n) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Le tenseur des compliances \underline{S} est choisi indépendamment de la phase mise en jeu. A et $K_{k\ell}$ sont des paramètres constants propres au matériau qui représentent l'interaction entre les phases et entre les variantes. Le tenseur des déformations de Green-Lagrange \underline{E}_k a été défini à travers l'étude cristallographique précédente.

Dans la suite du document, nous simplifierons le modèle au cas où le champ magnétique \vec{H} est appliqué dans une direction \vec{x} , perpendiculaire à la direction \vec{y} où une contrainte de compression est appliquée (figure 2.6).

Dans ce cas particulier, le tenseur des contraintes est alors exprimé ainsi :

$$\underline{\Sigma} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

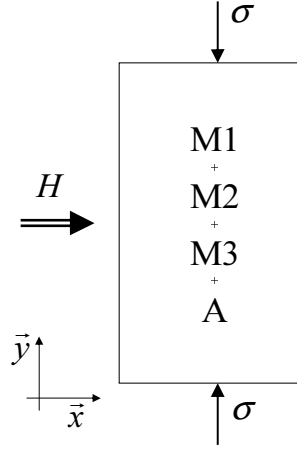


FIG. 2.6 – Échantillon soumis à une contrainte de compression perpendiculaire au champ magnétique.

Dans ce cas simple, l'équation (2.23) se réduit à :

$$\begin{aligned} \rho \check{\mathcal{G}}_{meca}(\sigma, z_0, z_1, z_2, z_3) = & \\ & - \frac{\sigma}{2} [(z_1 + z_3)(\beta_a^2 - 1) + z_2(\beta_c^2 - 1)] \\ & - \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{E} + Az_0(1 - z_0) + K(z_1z_2 + z_1z_3 + z_2z_3) \end{aligned} \quad (2.25)$$

avec E le module d'Young et en considérant les mêmes interactions entre toutes les variantes de martensite :

$$K_{12} = K_{21} = K_{13} = K_{31} = K_{23} = K_{32} = K \quad (2.26)$$

De plus, une équation supplémentaire est à considérer :

$$\sum_{k=0}^3 z_k = 1 \quad (2.27)$$

C'est-à-dire que parmi les quatre fractions volumiques, seules trois sont indépendantes.

2.4.7 Expression de l'énergie magnétique

Généralités

Comme établi par Landau et Lifshitz [Lan84] et Sommerfeld [Som64], l'énergie magnétique est exprimée dans le cas général par :

$$\mathcal{U}_{mag} = \int_V \int_0^{\vec{B}} \vec{H}(\vec{b}) d\vec{b} dV \quad (2.28)$$

V désigne le volume total où le champ magnétique est non nul. \vec{B} est la densité de flux magnétique (ou induction magnétique) et \vec{H} est l'excitation magnétique (ou champ magnétique).

D'après les hypothèses sur l'application du champ magnétique $\vec{H} = H\vec{x}$, nous explicitons cette énergie sous la forme scalaire suivante :

$$\mathcal{U}_{mag} = \int_V \int_0^B H(b) db dV \quad (2.29)$$

On introduit également le terme de magnétisation M par la relation $B = \mu_0(M + H)$.

Remarquons que pour obtenir l'énergie magnétique, il faut intégrer l'énergie volumique sur le volume total, c'est-à-dire sur le volume d'AMFM et sur le volume d'air présent autour car le champ magnétique dans l'air est modifié par la présence de l'AMFM et donc participe à la conversion d'énergie. Afin de ramener cette intégration sur le volume d'AMFM et d'obtenir une densité d'énergie magnétique, Landau et Lifshitz [Lan84] introduisent un champ magnétique H_0 qui correspond au champ existant en l'absence de matériau. Le champ réel H à l'intérieur du matériau peut alors s'écrire :

$$H = H_0 - N_D M \quad (2.30)$$

où N_D est le coefficient de démagnétisation.

Il est alors démontré dans [Lan84] que la contribution du matériau à l'énergie magnétique (différence entre l'énergie magnétique totale avec le matériau \mathcal{U}_{mag} et sans le matériau \mathcal{U}_{mag}^o) s'écrit de la manière suivante :

$$\mathcal{U}_{mag} - \mathcal{U}_{mag}^o = \int_{V_{amfm}} \int_0^M \mu_0 H_0 dm dV \quad (2.31)$$

Cette énergie est donc celle qui va participer à la conversion d'énergie. Nous utiliserons alors cette expression pour la modélisation quasi-statique de ce chapitre. Une démonstration de ce résultat, dans le cas où le champ magnétique est appliqué dans l'entrefer d'un circuit ferromagnétique, est présenté dans l'annexe B.

Il est plus pratique d'utiliser la co-énergie magnétique au lieu de l'énergie magnétique lorsque l'entrée de commande est un courant au sein d'un bobinage. Cette co-énergie $\check{\mathcal{U}}_{mag}^*$ est déduite à partir de la transformation de Legendre suivante :

$$\begin{aligned} \check{\mathcal{U}}_{mag}^* &= \check{\mathcal{U}}_{mag} - \mu_0 M \cdot H_0 \\ d\check{\mathcal{U}}_{mag}^* &= d\check{\mathcal{U}}_{mag} - \mu_0 M \cdot dH_0 - \mu_0 H_0 \cdot dM \\ &= -\mu_0 M \cdot dH_0 \end{aligned} \quad (2.32)$$

Nous ajouterons donc à l'énergie libre de Gibbs, l'expression suivante :

$$\rho \check{\mathcal{G}}_{mag}(H_0) = - \int_0^{H_0} \mu_0 M dH_0 \quad (2.33)$$

Nous noterons respectivement M_1 , M_2 et M_3 les magnétisations des trois variantes de martensite M1, M2 et M3, et M_0 la magnétisation de l'austénite.

Loi d'évolution des variables d'origine magnétique

Axe de facile aimantation : la magnétisation dans l'axe de facile aimantation est choisie proportionnelle à la largeur du domaine de Weiss : cela correspond au choix du VER de la figure 2.4 :

$$M_1(H_0) = M_S(2\alpha(H_0) - 1) \quad (2.34)$$

où M_S est la magnétisation à saturation et $\alpha(H_0) \in [0, 1]$ représente la proportion du domaine de Weiss au sein de la variante. Nous choisissons une fonction $\alpha(H_0)$ qui dépend linéairement de H_0 . Nous observerons dans la suite que cette hypothèse est correcte (voir partie 2.5.3) :

$$2\alpha(H_0) - 1 = \frac{\chi_a^0 H_0}{M_S} \quad (2.35)$$

Axe de difficile aimantation : la magnétisation dans l'axe de difficile aimantation est choisie correspondant à une rotation de la magnétisation au sein de la variante considérée. D'après le choix du VER précédent :

$$M_2(H_0) = M_3(H_0) = M_S \sin(\theta(H_0)) \quad (2.36)$$

où $\theta(H_0) \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$ représente l'angle de rotation du vecteur magnétisation. Nous choisissons une fonction $\sin(\theta(H_0))$ qui dépend linéairement de H_0 :

$$\sin(\theta(H_0)) = \frac{\chi_t^0 H_0}{M_S} \quad (2.37)$$

Magnétisation de l'austénite : l'austénite est ferromagnétique. Nous considérerons une température de fonctionnement inférieure à la température de Curie du matériau. Le comportement est considéré comme correspondant à celui de la variante de martensite M1 :

$$M_0(H_0) = M_S(2\alpha_A(H_0) - 1) \quad (2.38)$$

où $\alpha_A(H_0) \in [0, 1]$ représente la proportion de la largeur du domaine de Weiss dans l'austénite. De même, la fonction $\alpha_A(H_0)$ dépend linéairement de H_0 :

$$2\alpha_A(H_0) - 1 = \frac{\chi_A^0 H_0}{M_S} \quad (2.39)$$

Une loi des mélanges donne ensuite la magnétisation globale du matériau :

$$\begin{aligned} M(H_0) &= \sum_{k=0}^3 z_k M_k(H_0) \\ &= M_S [z_0(2\alpha_A(H_0) - 1) + z_1(2\alpha(H_0) - 1) + (z_2 + z_3)(\sin(\theta(H_0)))] \end{aligned} \quad (2.40)$$

Calcul de l'énergie magnétique

La combinaison des équations (2.33) et (2.40) donne :

$$\begin{aligned} \rho \check{\mathcal{G}}_{mag} = \\ - \mu_0 M_S \int_0^{H_0} [z_0(2\alpha_A(h) - 1) + z_1(2\alpha(h) - 1) + (z_2 + z_3) \sin(\theta(h))] dh \end{aligned} \quad (2.41)$$

Comme les couples (z_k, H_0) sont des couples de variables indépendantes pour $k \in [0, 3]$:

$$\begin{aligned} \rho \check{\mathcal{G}}_{mag} = \\ - \mu_0 M_S \left[z_0 \int_0^{H_0} (2\alpha_A(h) - 1) dh + z_1 \int_0^{H_0} (2\alpha(h) - 1) dh + (z_2 + z_3) \int_0^{H_0} \sin(\theta(h)) dh \right] \end{aligned} \quad (2.42)$$

Examinons les trois intégrales de la relation (2.42) une à une. Pour intégrer, nous divisons le domaine de H_0 en deux cas pour chacune des intégrations, afin de prendre en compte la saturation des variables. Les calculs sont détaillés uniquement dans le cas d'un champ magnétique appliqué positif, mais les résultats sont vrais également pour un champ magnétique négatif.

Première intégrale :

$$\begin{aligned} H_0 < \frac{M_S}{\chi_a^0} \text{ e.g. } \alpha < 1 \Rightarrow \int_0^{H_0} (2\alpha - 1) dh = \int_0^{H_0} \frac{\chi_a^0 h}{M_S} dh = \frac{\chi_a^0 H_0^2}{2M_S} \\ H_0 \geq \frac{M_S}{\chi_a} \text{ e.g. } \alpha = 1 \Rightarrow \\ \int_0^{H_0} (2\alpha - 1) dh = \int_0^{\frac{M_S}{\chi_a^0}} (2\alpha - 1) dh + \int_{\frac{M_S}{\chi_a^0}}^{H_0} (2\alpha - 1) dh = H_0 - \frac{M_S}{2\chi_a^0} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Nous pouvons regrouper les deux cas précédents dans l'expression suivante :

$$\int_0^{H_0} (2\alpha - 1) dh = (2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S}{2\chi_a^0}(2\alpha - 1)^2 \quad (2.44)$$

Deuxième intégrale :

$$\begin{aligned} H_0 < \frac{M_S}{\chi_t^0} \text{ e.g. } \theta < \frac{\pi}{2} \Rightarrow \int_0^{H_0} \sin(\theta) dh = \int_0^{H_0} \frac{\chi_t^0 h}{M_S} dh = \frac{\chi_t^0 H_0^2}{2M_S} \\ H_0 \geq \frac{M_S}{\chi_t} \text{ e.g. } \theta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \\ \int_0^{H_0} \sin(\theta) dh = \int_0^{\frac{M_S}{\chi_t^0}} \sin(\theta) dh + \int_{\frac{M_S}{\chi_t^0}}^{H_0} \sin(\theta) dh = H_0 - \frac{M_S}{2\chi_t^0} \end{aligned} \quad (2.45)$$

Nous pouvons regrouper les deux cas précédents dans l'expression suivante :

$$\int_0^{H_0} \sin(\theta) dh = \sin(\theta)H_0 - \frac{M_S}{2\chi_t^0} \sin^2(\theta) \quad (2.46)$$

Troisième intégrale :

$$\begin{aligned} H_0 < \frac{M_S}{\chi_A^0} \text{ e.g. } \alpha_A < 1 &\Rightarrow \int_0^{H_0} (2\alpha_A - 1) dh = \int_0^{H_0} \frac{\chi_A^0 h}{M_S} dh = \frac{\chi_A^0 H_0^2}{2M_S} \\ H_0 \geq \frac{M_S}{\chi_A^0} \text{ e.g. } \alpha_A = 1 &\Rightarrow \\ \int_0^{H_0} (2\alpha_A - 1) dh &= \int_0^{\frac{M_S}{\chi_A^0}} (2\alpha_A - 1) dh + \int_{\frac{M_S}{\chi_A^0}}^{H_0} (2\alpha_A - 1) dh = H_0 - \frac{M_S}{2\chi_A^0} \end{aligned} \quad (2.47)$$

Nous pouvons regrouper les deux cas précédents dans l'expression suivante de l'énergie d'origine magnétique :

$$\int_0^{H_0} (2\alpha_A - 1) dh = (2\alpha_A - 1)H_0 - \frac{M_S}{2\chi_A^0} (2\alpha_A - 1)^2 \quad (2.48)$$

En utilisant l'équation (2.41), et les expressions précédentes, nous pouvons établir l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \rho \check{\mathcal{G}}_{mag}(H_0, z_0, z_1, z_2, z_3, \alpha, \theta, \alpha_A) &= -\mu_0 M_S \left[z_1 \left((2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S}{2\chi_a^0} (2\alpha - 1)^2 \right) \right. \\ &\quad \left. + (z_2 + z_3) \left(\sin(\theta)H_0 - \frac{M_S}{2\chi_t^0} \sin^2(\theta) \right) + z_0 \left((2\alpha_A - 1)H_0 - \frac{M_S}{2\chi_A^0} (2\alpha_A - 1)^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (2.49)$$

L'observation de courbes expérimentales montre que le paramètre M_S n'est pas constant mais dépend de la température [Hec01]. Dans un matériau ferromagnétique, la théorie de Weiss décrit l'évolution de M_S par la relation suivante [Zuo98] :

$$\frac{M_S(T)}{M_{S0}} = \tanh \left[\frac{T_c M_S(T)}{M_{S0} T} \right] \quad (2.50)$$

où T_c est la température de Curie et M_{S0} la magnétisation à 0 K. Afin de simplifier le modèle, les paramètres M_{S0} et T_c sont pris identiques pour la martensite et pour l'austénite bien qu'ils soient quelque peu différents dans la réalité.

2.4.8 Expression générale de l'énergie libre de Gibbs totale

Pour un cristal de Ni-Mn-Ga, présentant trois variantes de martensite et une phase austénitique, sous l'influence de chargements thermique, magnétique et mécanique, l'expression de l'énergie libre de Gibbs est alors :

$$\begin{aligned}
\rho\check{\mathcal{G}}(H_0, \sigma, T, z_0, z_1, z_2, z_3, \alpha, \theta, \alpha_A) = & \\
& u_0^M - T s_0^M + z_0(\Delta U - T\Delta S) \\
& + C_p \left[(T - T_0) - T \cdot \log \left(\frac{T}{T_0} \right) \right] \\
& - \frac{\sigma}{2} [(z_1 + z_3)(\beta_a^2 - 1) + z_2(\beta_c^2 - 1)] \\
& - \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{E} + A z_0(1 - z_0) + K(z_1 z_2 + z_1 z_3 + z_2 z_3) \\
& - \mu_0 M_S(T) \left[z_1 \left((2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_a^0} (2\alpha - 1)^2 \right) \right. \\
& + (z_2 + z_3) \left(\sin(\theta)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_t^0} \sin^2(\theta) \right) \\
& \left. + z_0 \left((2\alpha_A - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_A^0} (2\alpha_A - 1)^2 \right) \right]
\end{aligned} \tag{2.51}$$

2.5 Modèle isotherme du réarrangement martensitique dans le Ni-Mn-Ga

Nous réduisons dans cette partie le comportement isotherme correspondant à un réarrangement des variantes de martensite sous sollicitations mécanique et magnétique. Cela simplifie le modèle en considérant deux variantes de martensite M1 et M2, donc $z_0 = z_3 = 0$ et $z_1 = 1 - z_2 = z$, avec une température T constante et égale à T_0 .

2.5.1 Expression de l'énergie libre de Gibbs pour le processus de réarrangement des variantes de martensite

D'après les calculs précédents, l'énergie libre de Gibbs peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
\rho\check{\mathcal{G}}(\sigma, H_0, z, \alpha, \theta) = & -\sigma\gamma z - \frac{\sigma^2}{2E} + K_{12}z(1 - z) \\
& - \mu_0 M_S \left[z \left((2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S}{2\chi_a} (2\alpha - 1)^2 \right) \right. \\
& \left. + (1 - z) \left((\sin \theta)H_0 - \frac{M_S}{2\chi_t} \sin^2(\theta) \right) \right]
\end{aligned} \tag{2.52}$$

avec $\gamma = \frac{\beta_a^2 - \beta_c^2}{2}$. Le terme $-\frac{\sigma}{2}(\beta_c^2 - 1)$ n'est pas pris en compte dans cette partie, cela a comme effet un changement d'origine pour la déformation.

2.5.2 Utilisation de l'énergie libre de Gibbs

Les différentes forces thermodynamiques

D'un point de vue classique, la déformation totale et la magnétisation peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\varepsilon = -\frac{\partial(\rho\check{\mathcal{G}})}{\partial\sigma} = \frac{\sigma}{E} + \gamma z = \varepsilon^e + \varepsilon^{dtw} \quad (2.53)$$

$$\begin{aligned} \mu_0 M &= -\frac{\partial(\rho\check{\mathcal{G}})}{\partial H_0} \\ &= \mu_0 M_S ((2\alpha - 1)z + \sin\theta(1 - z)) \end{aligned} \quad (2.54)$$

Les forces thermodynamiques associées à la progression de la taille des domaines de Weiss α et à la rotation de la magnétisation θ sont :

$$\frac{\partial(\rho\check{\mathcal{G}})}{\partial\alpha} = -2\mu_0 M_S z \left(H_0 - \frac{M_S}{\chi_a} (2\alpha - 1) \right) = 0 \quad (2.55)$$

$$\frac{\partial(\rho\check{\mathcal{G}})}{\partial\theta} = -\mu_0 M_S (1 - z) \cos\theta \left(H_0 - \frac{M_S}{\chi_t} \sin\theta \right) = 0 \quad (2.56)$$

Le choix de l'expression de l'énergie libre confirme un comportement magnétique réversible, c'est-à-dire sans hystérésis, ce qui a été posé comme hypothèse dans ces travaux.

Finalement, examinons la force thermodynamique associée à la fraction volumique de martensite z :

$$\begin{aligned} \pi^{f*} &= -\frac{\partial\rho\check{\mathcal{G}}}{\partial z} = \\ &\sigma\gamma - K_{12}(1 - 2z) + \mu_0 M_S \left[(2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S}{2\chi_a} (2\alpha - 1)^2 - H_0 \sin\theta + \frac{M_S}{2\chi_t^0} \sin^2\theta \right] \end{aligned} \quad (2.57)$$

Cette expression peut se réduire à :

$$\pi^{f*} = \sigma\gamma - K_{12}(1 - 2z) - \mu_0 M_S^2 \left(\frac{(1 - 2\alpha) \sin\theta}{\chi_t} + \frac{(2\alpha - 1)^2}{2\chi_a} + \frac{\sin^2\theta}{2\chi_t} \right) \quad (2.58)$$

D'après l'inégalité de Clausius-Duhem (2.15) à température constante :

$$d\check{\mathcal{D}} = -\rho d\check{\mathcal{G}}(\sigma, H_0, T, z) - \mu_0 M dH_0 - \varepsilon d\sigma \geq 0 \quad (2.59)$$

Cette expression peut se réduire à :

$$d\check{\mathcal{D}} = \pi^{f*} dz \geq 0 \quad (2.60)$$

Équations cinétiques et boucles internes

Afin d'obtenir une caractérisation complète du comportement thermodynamique, le jeu d'équations précédentes doit être complété par des équations cinétiques. Écrivons l'expression de π^{f*} afin de séparer les termes dépendant de z , nous noterons alors l'équation (2.58) de la manière suivante :

$$\pi^{f*} = \Pi(\sigma, \alpha, \theta) - K_{12}(1 - 2z) \quad (2.61)$$

avec :

$$\Pi(\sigma, \alpha, \theta) = \sigma\gamma - \mu_0 M_S^2 \left(\frac{(1 - 2\alpha) \sin \theta}{\chi_t} + \frac{(2\alpha - 1)^2}{2\chi_a} + \frac{\sin^2 \theta}{2\chi_t} \right) \quad (2.62)$$

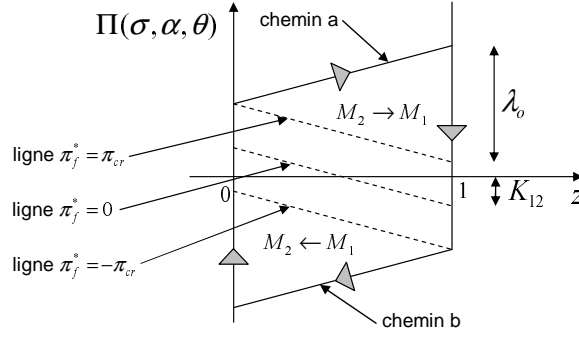


FIG. 2.7 – Force thermodynamique $\Pi(\sigma, \alpha, \theta)$ en fonction de la fraction volumique $z \in [0, 1]$ de martensite M_1 .

Une boucle externe (réarrangement complet de $z = 0$ à $z = 1$ (chemin a) et de $z = 1$ à $z = 0$ (chemin b)), est reportée sur la figure 2.7. Le réarrangement commence lorsque $\pi^{f*} \geq \pi_{cr}$ pour le chemin a et lorsque $\pi^{f*} \leq -\pi_{cr}$ pour le chemin b. Une fois que le réarrangement a débuté, le comportement est modélisé par l'équation cinétique suivante :

$$\dot{\pi}^{f*} = \lambda \dot{z} \quad (2.63)$$

Cela correspond au comportement linéaire par morceaux représenté sur la figure 2.7 pour une boucle externe.

Le paramètre λ ne peut pas être considéré comme une constante en raison de sa dépendance aux déformations précédentes. Pour prendre en compte ce fait dans le modèle, le concept de points mémoire est utilisé.

Orgéas et al. décrivent ce concept [Org04] : un cyclage présentant ce comportement est représenté sur la figure 2.8 avec $\pi_{cr} = 0$. Ce cycle commence avec $z = 1$ (point 1) et continue suivant l'ordre numérique. Les points (3,5,6,7,8) sont considérés comme des points mémoire et l'évolution du matériau converge en direction de ces points.

Durant un cycle complexe, tous les points de départ d'une boucle interne incomplète sont mémorisés. Dès qu'une boucle interne est fermée, son point de départ est oublié et

le comportement du matériau est identique à celui qu'il aurait eu si la boucle interne n'avait pas été faite. Le terme de micromémoire effaçable est introduit pour caractériser ce type de comportement : la boucle *mère* n'est pas affectée par toutes les boucles internes effectuées à l'intérieur d'elle-même.

C'est pourquoi, la valeur du paramètre λ peut être considérée comme une fonction de ces points mémoire particuliers.

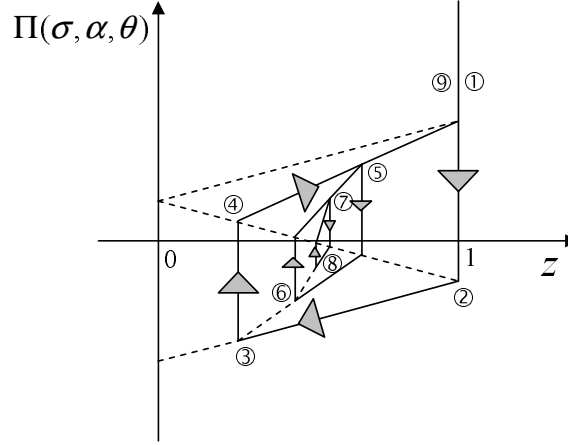


FIG. 2.8 – Description d'un cycle spécial incluant le concept de points mémoire.

Bilan d'énergie

Les pertes au sein du matériau sont transformées en chaleur. Nous pouvons écrire le premier principe de la thermodynamique afin d'en déduire l'équation de la chaleur. Nous exprimons ici le lien avec l'énergie libre de Gibbs et la formulation précédemment établie.

D'après l'expression du premier principe de la thermodynamique 2.7 :

$$d\mathcal{E}_T = d\mathcal{Q}_e + d\mathcal{W}_e \quad (2.64)$$

Dans le cas où la co-énergie cinétique T^* et l'énergie potentielle de pesanteur \mathcal{P} sont nulles, soit $\mathcal{E}_T = \mathcal{U}$, $d\mathcal{W}_e = \sigma d\varepsilon - \mu_0 M dH_0$, nous obtenons :

$$\rho \dot{\mathcal{U}} = \sigma \dot{\varepsilon} - \mu_0 M \dot{H}_0 + \dot{\mathcal{Q}}_e \quad (2.65)$$

En utilisant la définition de l'énergie libre de Gibbs :

$$\rho \dot{\mathcal{G}} = -\varepsilon \dot{\sigma} - \mu_0 M \dot{H}_0 - T \dot{S} - \dot{S}T + \dot{\mathcal{Q}}_e \quad (2.66)$$

D'après l'inégalité de Clausius-Duhem 2.15 :

$$\dot{\mathcal{D}} = -\dot{\mathcal{Q}}_e + T \dot{S} \quad (2.67)$$

Enfin, d'après l'équation 2.60 :

$$T\dot{S} = \dot{Q}_e + \pi^{f*}\dot{z} \quad (2.68)$$

Expérimentalement, les tentatives de mesure d'augmentation de la température sur une série de plusieurs cycles de réarrangement se sont révélées vaines. En effet, l'augmentation de la température du matériau en raison de ces dissipations reste négligeable devant l'effet des pertes par effet Joule au sein du bobinage de cuivre qui permet de créer le champ magnétique.

2.5.3 Comparaison entre les prédictions du modèle et les mesures expérimentales

Magnétisation

L'observation expérimentale des courbes (H_0, M) pour différentes valeurs de fraction volumique de martensite, données sur la figure 2.9 [Lik04], montre que nous pouvons considérer, lorsque $z = 1$, que l'évolution de M est une fonction linéaire de H_0 avec une pente χ_t^0 suivie d'une saturation à M_S . Lorsque $z = 0$, M a la même forme mais présente une pente χ_a^0 .

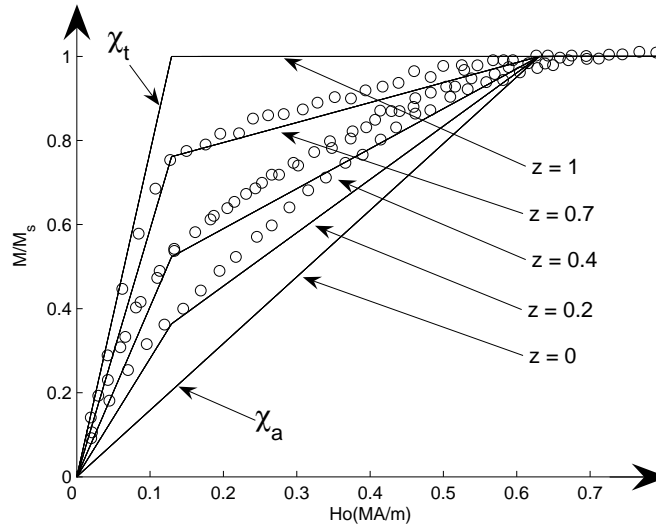


FIG. 2.9 – Magnétisation en fonction du champ magnétique appliqué, pour différentes valeurs de fraction volumique de martensite z : modèle (traits continus) et relevés expérimentaux issus de [Lik04] (o).

Banc d'essai expérimental

L'échantillon d'AMFM utilisé vient d'Adaptamat Ltd. [Ada], entreprise finlandaise de Helsinki créée par Kari Ullakko et Ilkka Aaltio, qui fabrique et distribue du Ni-Mn-

Ga. Les échantillons ont les dimensions suivantes : $3 \times 5 \times 20 \text{ mm}^3$. Les expériences sont réalisées à température ambiante (la température de début de transformation en martensite est aux alentours de 36°C , d'après le fabricant).

On utilise le prototype V1 dont la photographie est présentée sur la figure 2.10, pour effectuer les mesures. Un champ magnétique est créé par un bobinage et concentré par un circuit ferromagnétique dans un entrefer horizontal. La conception d'un circuit magnétique est détaillée dans [Gau04]. Des simulations à l'aide du logiciel de calcul par éléments finis *Flux3D* ont été menées et ont permis de mettre en valeur quelques limitations et points clés à résoudre lors de la conception d'un tel circuit magnétique. Ces limitations seront détaillées dans le chapitre 3 lors de la conception d'actionneurs.

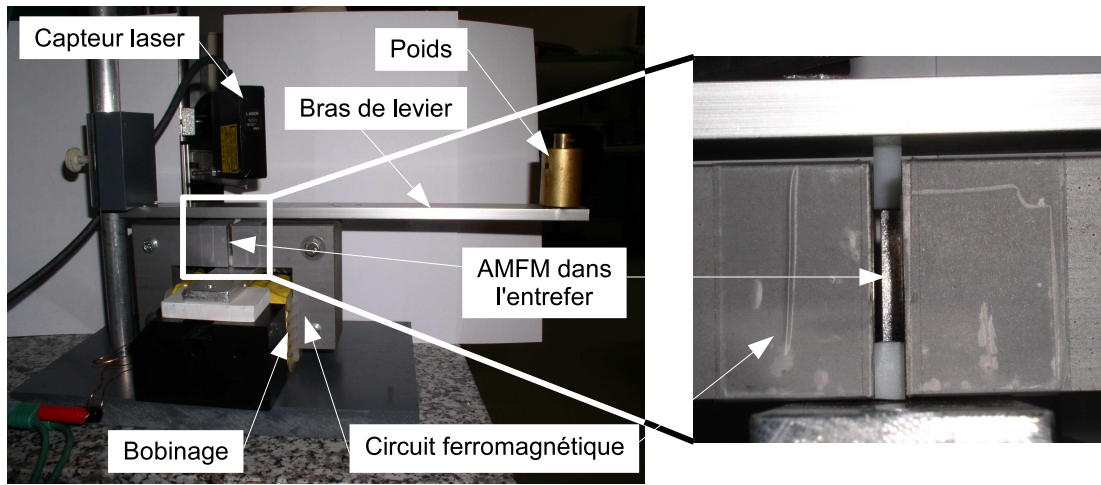


FIG. 2.10 – Photographie du prototype V1 et zoom sur l'entrefer où est inséré l'échantillon d'AMFM.

Une charge mécanique peut être appliquée verticalement (direction orthogonale au champ magnétique appliqué) à l'aide de poids et d'un bras de levier assurant la stabilité du système.

Un teslamètre F.W. Bell 7010 (résolution : $4,5 \text{ mT}$) permet la mesure du champ magnétique dans l'entrefer et un capteur laser de type LAS 2010V (résolution : $1 \text{ }\mu\text{m}$) fournit une valeur de position, correspondant au déplacement vertical de la charge.

Équivalence entre champ magnétique H_0 et contrainte mécanique σ : surface de début de réarrangement (H_0, σ)

En mécanique des matériaux, une représentation classique concerne les surfaces de début de transformation ou de réarrangement pour les AMFs. Le réarrangement débute lorsque la force thermodynamique π^{f*} atteint une valeur critique appelée π_{cr} . Nous pouvons alors représenter ces efforts critiques dans l'espace (H_0, σ) .

Pour une température $T < A_s^0$:

$$\pi^{f*}(\sigma, H_0, z = 0) = \pi_{cr} \quad (2.69)$$

$$\Rightarrow \pi_{cr} = \sigma\gamma - K_{12} - \mu_0 M_S^2 \left(\frac{(1-2\alpha)\sin\theta}{\chi_t} + \frac{(2\alpha-1)^2}{2\chi_a} + \frac{\sin^2\theta}{2\chi_t} \right) \quad (2.70)$$

Trois situations doivent être examinées.

- Zone I : aucune saturation dans α et θ .

$$\pi_{cr} = \sigma\gamma - K_{12} - \frac{\mu_0 H_0^2}{2} (\chi_t^0 - \chi_a^0) \quad (2.71)$$

σ est affine par rapport au carré de H_0 .

- Zone II : la saturation apparaît pour α mais pas θ . $\alpha = 1$, $\sin\theta = \frac{\chi_t H_0}{M_S}$

$$\pi_{cr} = \sigma\gamma - K_{12} - \frac{\mu_0 M_S^2}{2\chi_a} + \mu_0 M_S H_0 - \frac{\mu_0 \chi_t}{2} H_0^2 \quad (2.72)$$

σ est une fonction polynomiale du second degré en H_0 .

- Zone III : la saturation apparaît dans α et θ . $\alpha = 1$ and $\sin\theta = 1$

$$\pi_{cr} = \sigma\gamma - K_{12} - \frac{\mu_0 M_S^2}{2} \left(\frac{1}{\chi_a} - \frac{1}{\chi_t} \right) \quad (2.73)$$

Dans cette troisième situation σ atteint une valeur constante quel que soit H_0 .

La figure 2.11 présente les valeurs expérimentales ainsi que les prédictions du modèle avec : $\mu_0 M_S = 0,65$ T, $\chi_t^0 = 0,82$, $\chi_a^0 = 4$, $\pi_{cr} + K_{12} = 20.10^3$ Pa, $\gamma = 0,055$.

Les points expérimentaux sont cohérents vis-à-vis du modèle. Il faut tout de même mettre en évidence que la limite, où le réarrangement débute, n'est pas très franche et les mesures tirées expérimentalement ne peuvent pas être très précises.

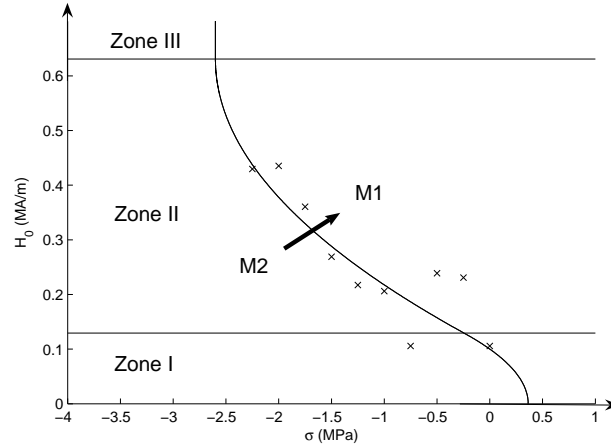


FIG. 2.11 – Ligne de début de réarrangement (H_0, σ) ; prédiction du modèle (ligne) et résultats expérimentaux (croix).

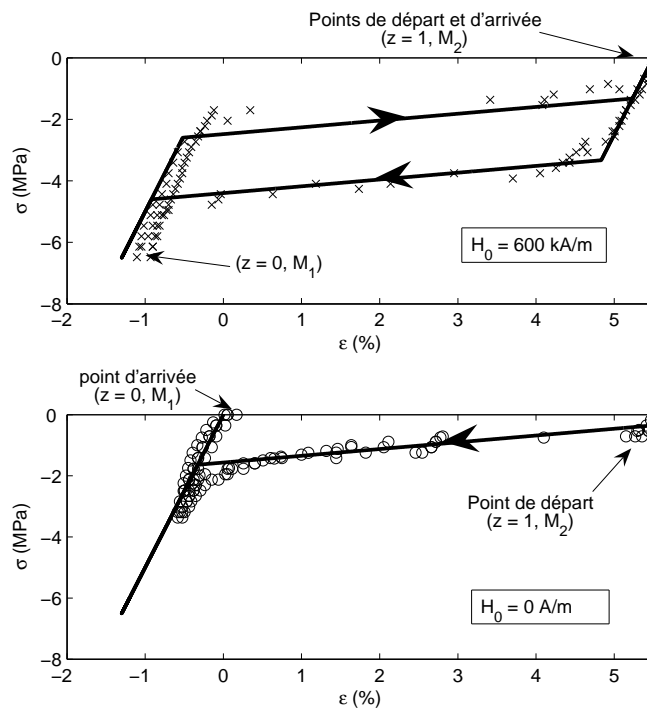


FIG. 2.12 – Déformation en fonction de la contrainte pour différentes valeurs de champs magnétiques - prédiction du modèle (ligne) et résultats expérimentaux (croix et cercles).

Tests mécaniques avec et sans champ magnétique

Nous appliquons progressivement une contrainte de compression au matériau puis nous la supprimons progressivement. La première expérience est conduite sans champ magnétique et la seconde est conduite avec un champ magnétique ($H_0 = 600$ kA/m). Les paramètres pour le modèle sont les mêmes que précédemment avec en plus : $\pi_{cr} = 0$, $\lambda_0 = 110.10^3$ Pa and $E = 500.10^6$ Pa. Les résultats sont reportés sur la figure 2.12.

Lors de la première expérience, notons que le point de départ est différent du point d'arrivée, alors que ces points sont confondus avec le champ magnétique. Les prédictions du modèle correspondent correctement aux mesures expérimentales.

Tests sous contrainte constante

On part d'un échantillon avec la configuration ($z = 0, \varepsilon = 0$). Une masse est appliquée sur l'échantillon de manière à appliquer une contrainte constante σ , alors ($z = 0, \varepsilon = \varepsilon^e$). À l'aide de l'électro-aimant, un champ magnétique est appliqué progressivement. Un cycle de champ magnétique $H_0(t) = \{0 \rightarrow H_{0max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{0max} \rightarrow 0\}$ est appliqué de manière à obtenir, premièrement la boucle externe, et deuxièmement une boucle interne.

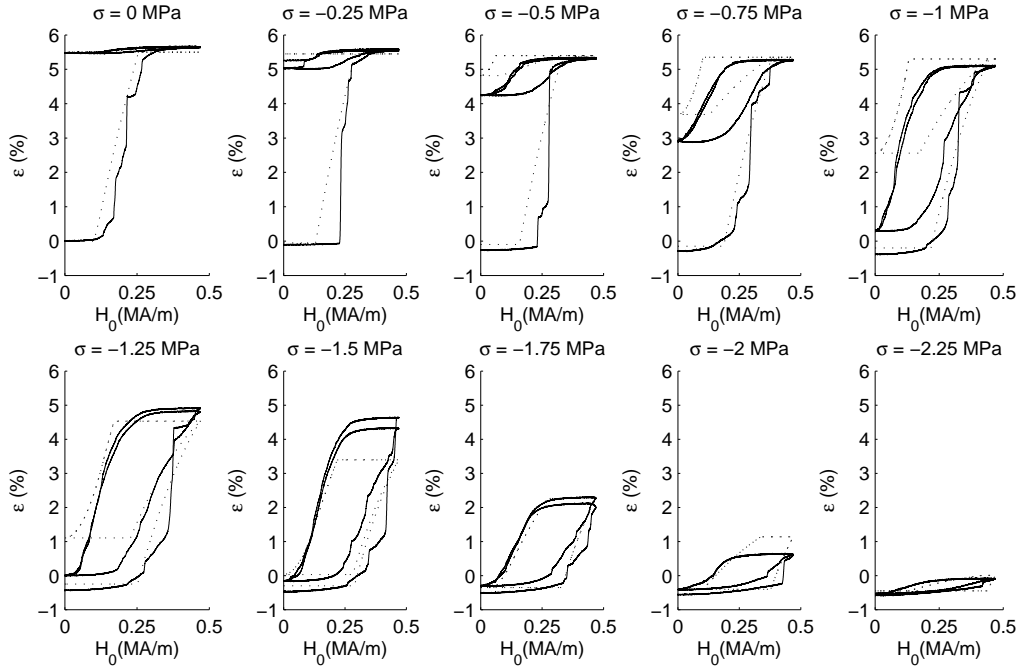


FIG. 2.13 – Déformation en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de contraintes : prédiction du modèle (traits pointillés) et relevés expérimentaux (traits continus).

Les expériences sont conduites avec différentes masses correspondant aux différentes contraintes ($\sigma = 0 ; -0,25 ; -0,5 ; -0,75 ; -1 ; -1,25 ; -1,5 ; -1,75 ; -2$ et $-2,25$ MPa) et les résultats sont reportés sur la figure 2.13.

Nous pouvons noter quelques différences entre le modèle et les expériences, mais le modèle fait apparaître correctement les boucles externes et internes sachant que la bande de contrainte testée est relativement large.

Boucles internes et effet des points mémoire

Des essais expérimentaux montrant l'effet des points mémoire sur le comportement des AMFMs ont été réalisés. La figure 2.14 montre quelques exemples de boucles internes réalisés à contrainte constante de $-1,55$ MPa.

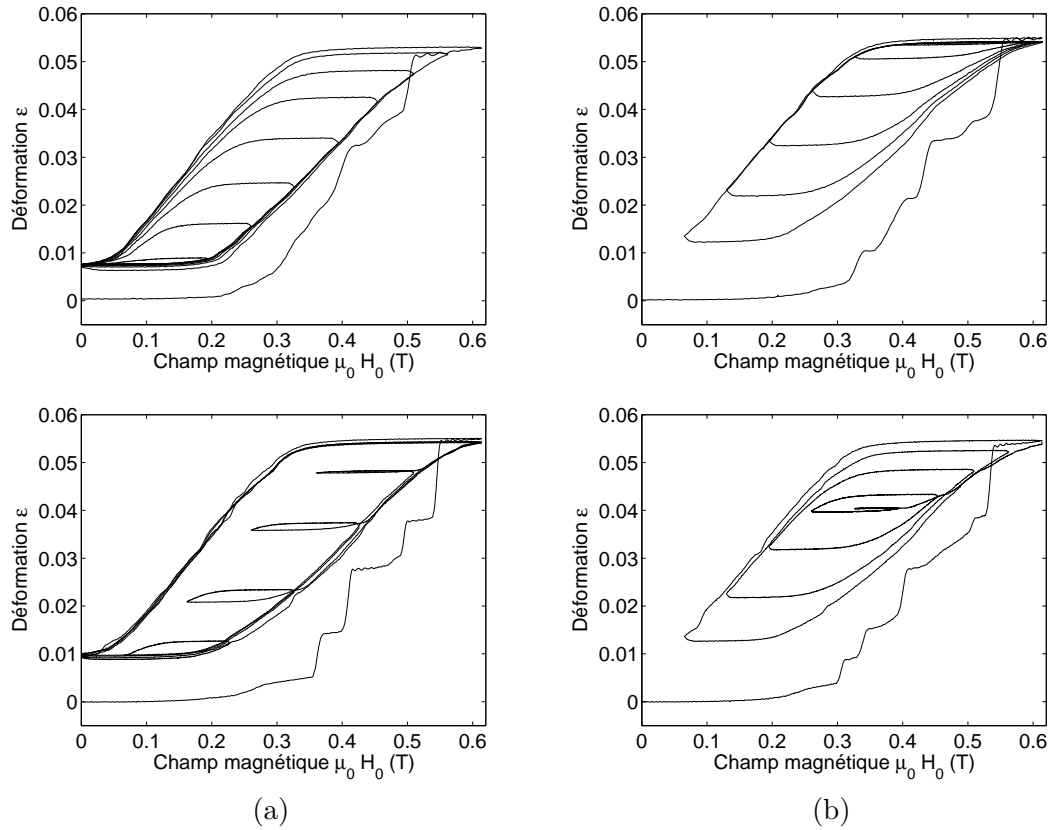


FIG. 2.14 – Résultats expérimentaux décrivant différents types de boucles internes.

2.5.4 Extension à une densité volumique de variable

Introduction

L'ajout de variables internes permet de considérer l'histoire du matériau. Si nous voulons prendre en compte les boucles internes, une seule variable z n'est pas suffisante pour décrire l'état complet du matériau. La première solution, proposée dans la partie précédente, est de considérer un paramètre de cinétique λ dépendant de l'histoire du matériau. Nous proposons ici une alternative qui consiste à prendre en compte tout l'état du matériau grâce à un nouveau choix de variables internes. Nous choisissons d'introduire la variable $\zeta(v)$ qui est définie, d'après la figure 2.15, comme ceci :

$$\zeta(v) = \frac{dV_{M1}}{dV} \quad (2.74)$$

où dV_{M1} est le volume élémentaire de martensite M1 contenu dans le volume élémentaire dV .

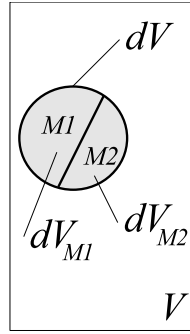


FIG. 2.15 – Représentation des volumes élémentaires au sein d'un échantillon d'AMFM.

Nous obtenons alors la relation suivante entre z et $\zeta(v)$:

$$z = \frac{V_{M1}}{V} = \frac{\int_V dV_{M1}}{V} = \frac{1}{V} \int_V \zeta(v) dv \quad (2.75)$$

où V est le volume d'AMFM total. Il suffit ensuite d'écrire à nouveau l'énergie de Gibbs en fonction de cette *densité volumique de variable* z . Nous écrivons ici cette énergie dans un cas particulier afin de simplifier les notations, c'est-à-dire que nous nous intéressons au réarrangement martensitique à champ nul. Ce raisonnement peut, bien sûr, être étendu au cas où le champ n'est pas nul et à la transformation de phase. L'idée est de rajouter à l'expression de l'énergie libre de Gibbs, correspondant à l'équation 2.52, une énergie $\rho\check{\mathcal{G}}_\zeta$ dépendant de la variable $\zeta(v)$.

$$\rho\check{\mathcal{G}}(\sigma, z, \zeta(v)) = -\sigma\gamma z - \frac{\sigma^2}{2E} + K_{12}z(1-z) + \rho\check{\mathcal{G}}_\zeta(\zeta(v)) \quad (2.76)$$

Par rapport à l'équation 2.52, les termes d'origine magnétiques sont nuls puisque le champ magnétique n'est pas considéré. L'expression de $\rho\check{\mathcal{G}}_\zeta(\zeta(v))$ est choisie de la

manière suivante :

$$\rho\check{\mathcal{G}}_\zeta(v) = \frac{1}{V} \int_V \zeta(v) \Delta_G(v) + K(v) \zeta(v) (1 - \zeta(v)) dv \quad (2.77)$$

Dans cette expression, nous mettons en évidence deux phénomènes tous les deux dépendant de l'élément de volume dv :

- la différence d'énergie de Gibbs entre deux variantes au niveau microscopique, pris en compte par le paramètre $\Delta_G(v)$;
- l'énergie d'interaction entre deux variantes au niveau microscopique pris en compte par le paramètre $K(v)$.

On écrit l'énergie de Gibbs sans la variable z :

$$\begin{aligned} \rho\check{\mathcal{G}}(\sigma, \zeta(v)) = & -\sigma\gamma \frac{1}{V} \int_V \zeta(v) dv - \frac{\sigma^2}{2E} + K_{12} \frac{1}{V} \int_V \zeta(v) dv \left(1 - \frac{1}{V} \int_V \zeta(v) dv \right) \\ & + \frac{1}{V} \int_V \zeta(v) \Delta_G(v) + K(v) \zeta(v) (1 - \zeta(v)) dv \end{aligned} \quad (2.78)$$

Considérons un élément de volume particulier v_0 . Les forces généralisées peuvent être calculées :

$$\begin{aligned} \varepsilon = -\frac{\partial \rho\check{\mathcal{G}}}{\partial \sigma} &= \gamma \frac{1}{V} \int_V \zeta(v) dv + \frac{\sigma}{E} = \gamma z + \frac{\sigma}{E} \\ \pi^\zeta(v_0) = -\frac{\partial \rho\check{\mathcal{G}}}{\partial \zeta(v_0)} &= \frac{1}{V} \sigma \gamma - \frac{1}{V} K_{12} (1 - 2z) - \frac{1}{V} \Delta_G(v_0) - \frac{1}{V} K(v_0) (1 - 2\zeta(v_0)) \end{aligned} \quad (2.79)$$

L'inégalité de Clausius-Duhem donne :

$$\pi^\zeta(v_0) \dot{\zeta}(v_0) \geq 0 \quad (2.80)$$

Nous nous intéressons à la ligne de transformation $\pi^\zeta(v_0) = 0$:

$$[-\sigma\gamma + K_{12}(1 - 2z)] = 2K(v_0) \cdot \zeta(v_0) - K(v_0) - \Delta_G(v_0) \quad (2.81)$$

Cette courbe est représentée sur la figure 2.16.

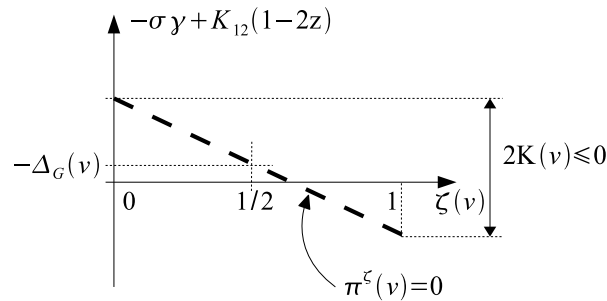


FIG. 2.16 – Représentation de la ligne d'équilibre thermodynamique.

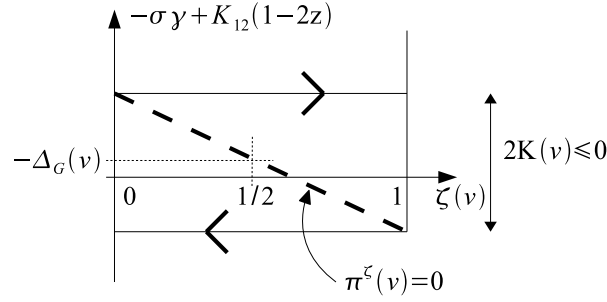
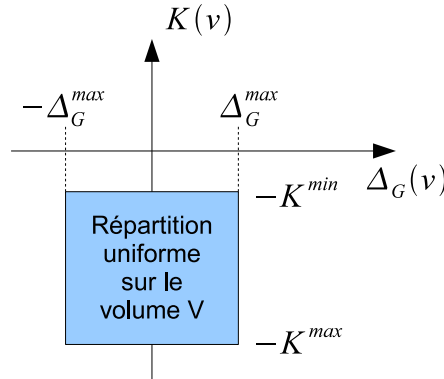


FIG. 2.17 – Représentation de la ligne d'équilibre et des cinétiques.

Si l'on considère des cinétiques les plus simples possible ($\dot{z} \rightarrow \pm\infty$), correspondant à un réarrangement instantané, alors, lorsque la ligne d'équilibre est franchie, la transformation se fait à force thermodynamique constante (ligne horizontale sur la figure 2.17).

Concernant les valeurs de $\Delta_G(v)$ et de $K(v)$, nous les représentons sur la figure 2.18. Une répartition uniforme est choisie dans une zone délimitée.

FIG. 2.18 – Représentation des valeurs d'interaction $K(v)$ et de différence d'énergie $\Delta_G(v)$.

Lien avec l'opérateur de Preisach

On trouve dans [Jos01], une courte et intéressante introduction concernant le modèle de Preisach. Celui-ci a été introduit par Ferenc Preisach en 1935 [Pre35] comme un modèle mathématique de l'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques. Il créa le modèle en se basant sur sa compréhension de la physique du magnétisme, plus spécifiquement, sur le fait que les matériaux sont constitués de petites particules magnétiques qu'il appelle *hystérons* qui ont un moment magnétique dépendant de l'histoire du champ magnétique appliqué. Cependant, depuis son introduction, beaucoup de personnes en sont venus à voir le modèle de Preisach de manière phénoménologique. Par conséquent, des

versions de l'opérateur de Preisach ont été utilisées en tant que modèles empiriques de description des hystérésis dans un bon nombre de systèmes physiques, intégrant notamment des matériaux actifs comme les AMFs [Kha04] ou les matériaux piézoélectriques [Ge97].

Dans la suite, nous utiliserons le formalisme mathématique de Preisach car il correspond à la modélisation précédente mais sous un autre angle, celui de la communauté des automaticiens et qui se révèle facilement utilisable dans les simulations numériques.

Utilisation mathématique de l'opérateur de Preisach

Si l'on est familier avec les opérateurs de Preisach, on constate que la figure 2.18 correspond à un hystéron avec des valeurs de transitions $\alpha(v) = -K(v) - \Delta_G(v)$ et $\beta(v) = K(v) - \Delta_G(v)$. Nous utiliserons alors le formalisme de Preisach en tant qu'outil mathématique dans la suite du document. Cet outil permet une représentation graphique d'une hystérésis et est implémentable dans des simulations numériques. Le triangle de Preisach correspondant aux valeurs de $\Delta_G(v)$ et de $K(v)$ est dessiné sur la figure 2.19.

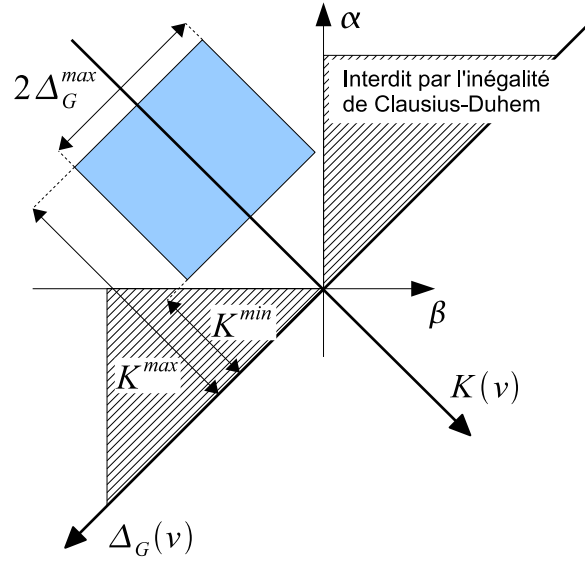


FIG. 2.19 – Représentation mathématique du triangle de Preisach correspondant aux valeurs de $\Delta_G(v)$ et de $K(v)$. Les hachures correspondent à la surface où l'inégalité de Clausius-Duhem n'est pas vérifiée.

Étudions différents cas particuliers afin d'apprécier l'influence des paramètres énergétiques $K(v)$ et $\Delta_G(v)$.

Cas où $\Delta_G^{max} = 0$ et $K^{min} = 0$: si les variantes au sein de chacun des éléments microscopiques dv n'ont pas de différence d'énergie et si l'interaction minimale entre celles-ci est nulle, on obtient la représentation du triangle de Preisach de la figure 2.20

(a). Ceci conduit, pour la variation de z , aux boucles internes représentées sur la figure 2.20 (b).

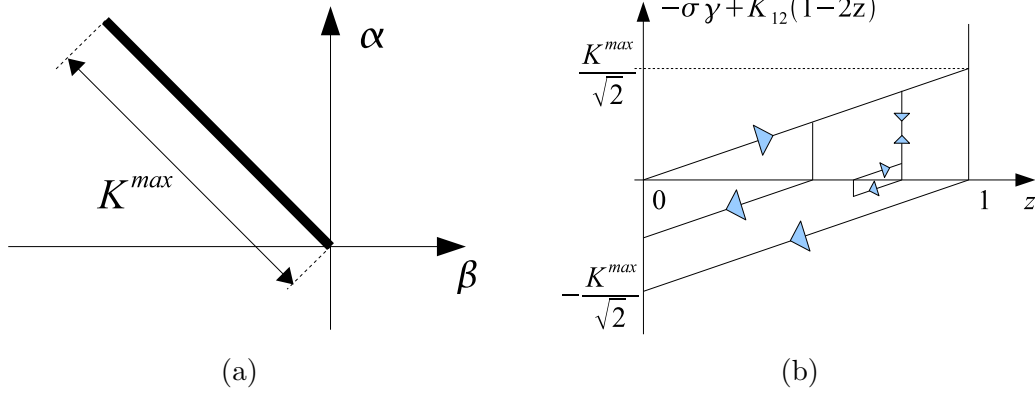


FIG. 2.20 – Cas particulier où $\Delta_G^{max} = 0$ et $K^{min} = 0$: (a) représentation mathématique du triangle de Preisach ; (b) représentation de l'évolution de z et des boucles internes.

Cas où $K^{min} = K^{max}$: si les variantes au sein de chacun des éléments microscopiques dv n'ont pas de différence d'interaction entre elles, on obtient la représentation du triangle de Preisach de la figure 2.21 (a). Ce qui donne pour la variation de z , les boucles internes représentées sur la figure 2.21 (b).

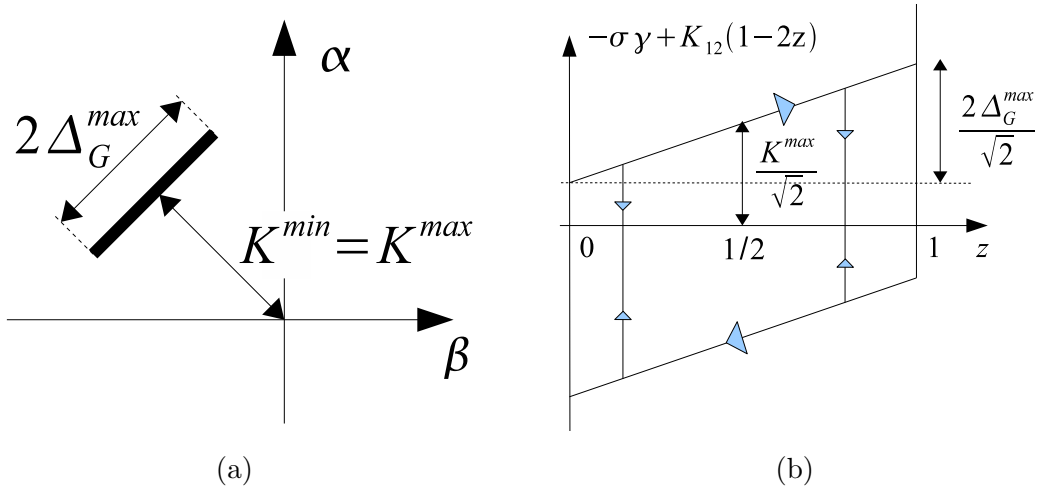


FIG. 2.21 – Cas particulier où $K^{min} = K^{max}$: (a) représentation mathématique du triangle de Preisach ; (b) représentation de l'évolution de z et des boucles internes.

Cas vu dans la partie précédente : si nous choisissons la répartition des $\Delta_G(v)$ et $K(v)$ correspondant au triangle de Preisach de la figure 2.22 (a), nous obtenons la variation de z et des boucles internes représentées sur la figure 2.22 (b), correspondant au cas étudié dans la partie précédente avec un paramètre de cinétique λ dépendant de l'histoire du matériau.

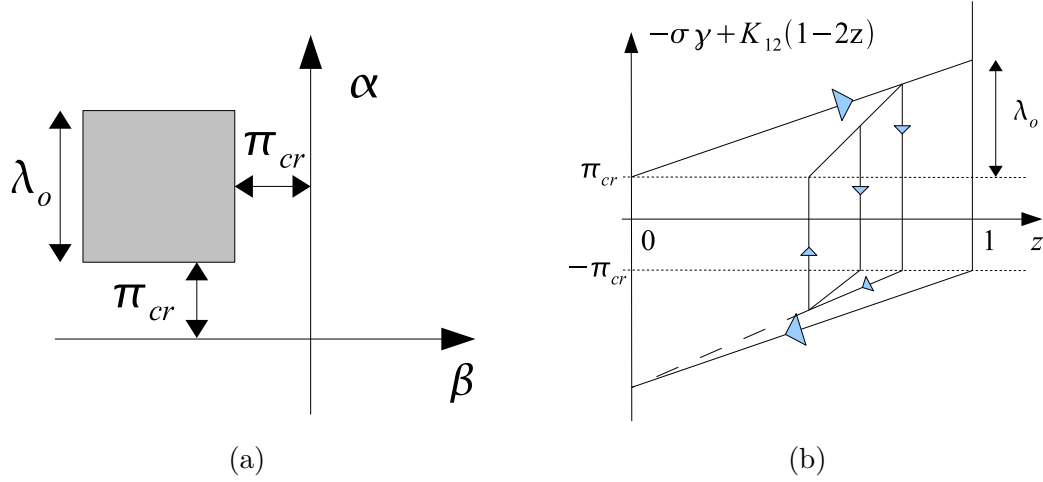


FIG. 2.22 – Cas particulier où la répartition des $\Delta_G(v)$ et des $K(v)$ correspond au cas de la partie précédente : (a) représentation mathématique du triangle de Preisach ; (b) représentation de l'évolution de z et des boucles internes.

2.6 Exploitation du modèle en température et limites

2.6.1 Introduction

La température de fonctionnement joue un rôle important dans le comportement des AMFMs. La première limitation d'un bon fonctionnement en tant qu'actionneur en mode de réarrangement martensitique est de s'assurer que le point de fonctionnement reste en dessous de la valeur de début de transformation martensite \rightarrow austénite. Un deuxième problème réside dans le fait que certains paramètres du matériau changent avec la température. Afin de comprendre les possibilités des AMFMs, nous proposons dans cette partie d'étudier l'influence de la température dans le modèle. Le principal problème rencontré lors de cette modélisation est le nombre important de paramètres qu'il faut identifier et le peu d'essais expérimentaux disponibles à ce jour concernant la transformation de phase dans le Ni-Mn-Ga. En effet, les chercheurs s'intéressent plus naturellement à la réorientation martensitique, qui permet d'obtenir un actionnement rapide à température constante, plutôt qu'à la transformation de phase, plus performante dans les AMFs classiques tels que le NiTi ou les alliages cuivreux. Néanmoins, nous

pouvons mettre en évidence quelques points clés à l'aide de ce modèle. Dans cette partie, le modèle théorique est comparé à des résultats expérimentaux tirés de la littérature.

2.6.2 Valeurs de déformation

Le modèle anisotherme permet de prédire les valeurs maximales de déformation dans différents cas. D'après l'expression générale de l'énergie de Gibbs (2.51), l'expression générale de la déformation est :

$$\varepsilon = -\frac{\partial \rho G}{\partial \sigma} = \frac{1}{2} (z_1(\beta_a^2 - 1) + z_2(\beta_c^2 - 1) + z_3(\beta_a^2 - 1)) + \frac{\sigma}{E} \quad (2.82)$$

- Si le matériau est constitué uniquement d'austénite, alors $z_0 = 1$, $z_1 = z_2 = z_3 = 0$ et :

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} \quad (2.83)$$

Le matériau a un comportement élastique pur.

- Si le matériau est constitué uniquement de martensite auto-accommodante (ou martensite thermique), alors $z_0 = 0$, $z_1 = z_2 = z_3 = \frac{1}{3}$ et :

$$\varepsilon = \frac{1}{6} (2(\beta_a^2 - 1) + (\beta_c^2 - 1)) + \frac{\sigma}{E} \quad (2.84)$$

Lors d'une transformation austénite \rightleftharpoons martensite auto-accommodante, donc sans contrainte mécanique extérieure et si il n'y a pas eu de processus d'éducation, alors il n'y a pas de déformation, d'où :

$$\frac{1}{6} (2(\beta_a^2 - 1) + (\beta_c^2 - 1)) = 0 \quad (2.85)$$

Si nous reprenons les paramètres de mailles proposés précédemment ($a_0 = 0,584$ nm, $a = 0,595$ nm, $c = 0,560$ nm), nous obtenons :

$$\frac{1}{6} (2(\beta_a^2 - 1) + (\beta_c^2 - 1)) = -7,42 \cdot 10^{-4} \quad (2.86)$$

Ce qui donne une déformation très faible, pratiquement égale à zéro (les paramètres de mailles repris de Heczko et al. [Hec00] sont les paramètres qui sont les plus cohérents sur ce critère : comparatif effectué avec 3 autres jeux de paramètres pris dans [Cre04a]).

- Si le matériau est constitué uniquement de martensite M2 (martensite privilégiée lors de l'application d'une contrainte de compression), alors $z_2 = 1$ et :

$$\varepsilon = \frac{\beta_c^2 - 1}{2} + \frac{\sigma}{E} \quad (2.87)$$

Lors d'une transformation austénite \rightleftharpoons martensite M2 (sous l'effet d'une contrainte), la déformation vaut dans ce cas :

$$\Delta\varepsilon = \frac{\beta_c^2 - 1}{2} + \frac{\sigma}{E} - \frac{\sigma}{E} = \frac{\beta_c^2 - 1}{2} = -0,04 \quad (2.88)$$

Un exemple expérimental d'une telle transformation est donné sur la figure 2.23, tirée de [Kar06], qui représente l'évolution de la déformation en fonction de la température lorsque l'échantillon est sous une contrainte de compression constante de 6 MPa. La déformation est bien une compression de 4%, correspondant à $\Delta\varepsilon = -0,04$.

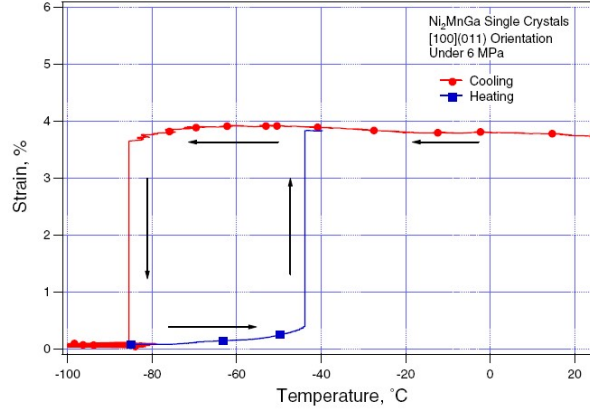


FIG. 2.23 – Évolution de la déformation en fonction de la température lorsque l'échantillon est sous une contrainte de compression constante de 6 MPa [Kar06].

- Si le matériau est constitué uniquement de martensite M1 (martensite privilégiée lors de l'application d'un champ magnétique), alors $z_1 = 1$ et :

$$\varepsilon = \frac{\beta_a^2 - 1}{2} + \frac{\sigma}{E} \quad (2.89)$$

Lors d'un réarrangement $M1 \rightarrow M2$ (sous l'effet d'une contrainte ou d'un champ magnétique à température constante inférieure à M_s^0), la déformation vaut dans ce cas :

$$\Delta\varepsilon = \frac{\beta_c^2 - 1}{2} - \frac{\beta_a^2 - 1}{2} = \frac{\beta_c^2 - \beta_a^2}{2} = -0,059 \quad (2.90)$$

Cette valeur correspond au paramètre γ pris égal à 0,055 dans la partie précédente.

2.6.3 Évolution de la magnétisation

Le modèle anisotherme permet de prédire les valeurs de l'évolution de la magnétisation en fonction du champ magnétique à différentes températures. D'après l'expression générale de l'énergie de Gibbs (2.51), celle de la magnétisation est :

$$M = -\frac{\partial \rho \check{G}}{\partial H_0} = \mu_0 M_S(T) [z_1(2\alpha - 1) + (z_2 + z_3)\sin(\theta) + z_0(2\alpha_A - 1)] \quad (2.91)$$

La figure 2.24 (a), tirée de [Hec01], représente la magnétisation à saturation en fonction de la température. Sa forme correspond à la fonction choisie par l'équation

(2.50) qui est tracée sur la figure 2.24 (b). La discontinuité dans la mesure est due au fait que la magnétisation à saturation de l'austénite est légèrement différente de celle de la martensite. Cet effet n'est pas pris en compte dans le présent modèle. De plus, la susceptibilité magnétique est représentée sur ce graphe et nous observons clairement la transformation de phase en raison de la différence de susceptibilité magnétique entre la martensite auto-accommodante et l'austénite. Une mesure magnétique permet d'obtenir une mesure des températures de transformation de phase.

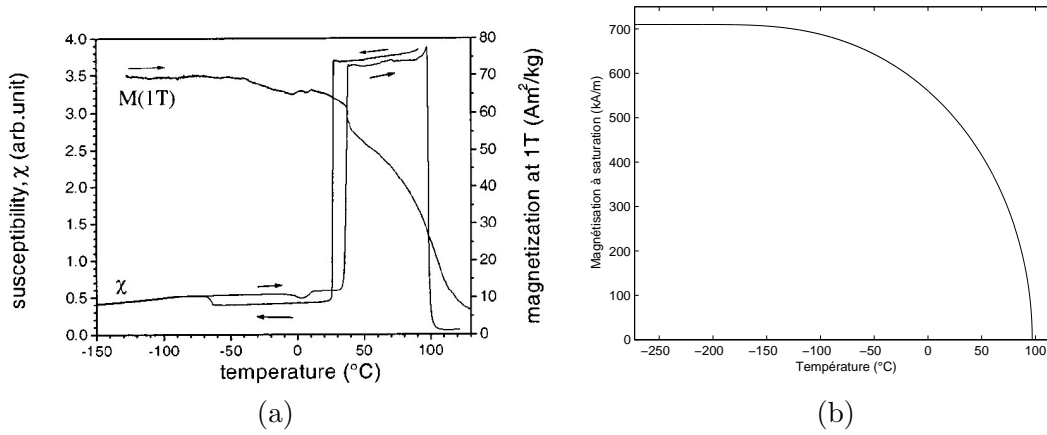


FIG. 2.24 – (a) Mesure de la susceptibilité magnétique mesurée à champ magnétique faible et magnétisation à saturation mesurée à 1 Tesla en fonction de la température [Hec01]. (b) Tracé de la fonction (2.50) avec $M_S^0 = 710$ kA/m et $T_c = 370$ K.

Un point intéressant correspond à la magnétisation en fonction du champ magnétique appliqué à un échantillon constitué de martensite auto-accommodante ($z_0 = 0$, $z_1 = z_2 = z_3 = \frac{1}{3}$). Sur la figure 2.25 également tirée de [Hec01], la magnétisation de l'échantillon à 233 K est représentée. L'échantillon est le même que celui utilisé pour la courbe précédente et montre clairement deux coudes, le premier correspondant à la saturation de M1 et le second correspondant à la saturation de M2 et M3.

2.6.4 Influence de la température sur le réarrangement martensitique

On considère une température constante inférieure à la température de début de transformation en austénite A_s^0 , la température de début de transformation de la martensite en austénite. On considère le matériau constitué de martensite M1 et M2; $z_0 = z_3 = 0$, $z_2 = 1 - z_1$.

Dans l'expression de l'énergie de Gibbs écrite pour un réarrangement martensitique (2.52), seule la magnétisation à saturation dépend du point de fonctionnement en température.

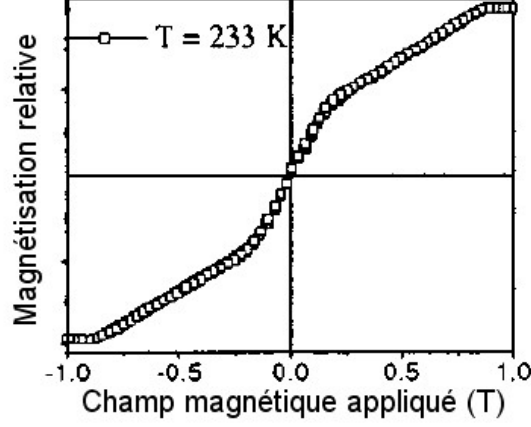


FIG. 2.25 – Mesure de la magnétisation relative en fonction du champ magnétique appliqué d'un échantillon en martensite auto-accommodante [Hec01].

$$\begin{aligned}
 \rho \check{\mathcal{G}}(H_0, \sigma, T, z_1, \alpha, \theta) = & -\frac{\sigma}{2} (z_1(\beta_a^2 - \beta_c^2) + (\beta_c^2 - 1)) - \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{E} + K_{12} z_1(1 - z_1) \\
 & - \mu_0 M_S(T) \left[z_1 \left((2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_a^0} (2\alpha - 1)^2 \right) \right. \\
 & \left. + (1 - z_1) \left(\sin(\theta)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_t^0} \sin^2(\theta) \right) \right]
 \end{aligned} \quad (2.92)$$

On peut écrire la force thermodynamique associée à z_1 :

$$\begin{aligned}
 \pi^{f*} = & \sigma\gamma - K_{12}(1 - 2z) \\
 & - \mu_0 (M_S(T))^2 \left(\frac{(1 - 2\alpha) \sin \theta}{\chi_t} + \frac{(2\alpha - 1)^2}{2\chi_a} + \frac{\sin^2 \theta}{2\chi_t} \right)
 \end{aligned} \quad (2.93)$$

Notons π_{mag}^f l'effort généralisé engendré par le champ magnétique :

$$\pi_{mag}^f = -\mu_0 (M_S(T))^2 \left(\frac{(1 - 2\alpha) \sin \theta}{\chi_t} + \frac{(2\alpha - 1)^2}{2\chi_a} + \frac{\sin^2 \theta}{2\chi_t} \right) \quad (2.94)$$

Effet de la variation de M_S en fonction de la température

Si on applique un champ magnétique H_{0MAX} tel que $\alpha = 1$ et $\theta = \pi/2$:

$$\pi_{magMAX}^f = -\frac{\mu_0}{2} (M_S(T))^2 \left(\frac{1}{\chi_a} - \frac{1}{\chi_t} \right) \quad (2.95)$$

Si $T = 0$ K,

$$\pi_{magMAX}^f = -\frac{\mu_0}{2}(m_0)^2 \left(\frac{1}{\chi_a} - \frac{1}{\chi_t} \right) \quad (2.96)$$

Si $T = T_c$,

$$\pi_{magMAX}^f = 0 \quad (2.97)$$

Plus la température est éloignée du point de Curie, plus la force thermodynamique d'origine magnétique associée à z_1 est importante. On a donc intérêt, afin d'améliorer l'actionnement, à avoir des matériaux à haute température de Curie, ou à faire fonctionner le système à basse température.

D'après [Sod06], les valeurs de température de Curie pour le Ni-Mn-Ga sont comprises entre 300 et 400 K et dépendent de la composition de l'alliage.

Dans [Kar06], des essais sont réalisés à basse température (-90°C).

Avec les mêmes valeurs de magnétisation à saturation à 0K ($M_{S0} = 0,905$ T) et valeurs de température de Curie ($T_c = 378$ K), le modèle donne :

– à $T = 27$ °C, $M_S(300K) = 0,65$ T et

$$\frac{\pi_{magMAX}^f}{\gamma} \approx 3 \text{ MPa}; \quad (2.98)$$

– à $T = -95$ °C, $M_S(178K) = 0,876$ T et

$$\frac{\pi_{magMAX}^f}{\gamma} \approx 5,4 \text{ MPa}. \quad (2.99)$$

Cela prédit correctement le fait qu'un fonctionnement à basse température peut augmenter l'effort de blocage d'un actionneur à base d'AMFM.

Influence de la température sur la valeur critique π_{cr}

L'effort critique $\pi_{cr}(T)$ lors d'un réarrangement martensitique est fonction de la température. Cet effet a déjà été pris en compte dans la modélisation des AMFs dans [Bri93] et pour les AMFMs dans [Hec03]. Nous choisirons pour notre modèle une fonction linéairement dépendante de T :

$$\pi_{cr}(T) = \pi_{cr}^0 + k_{cr}(A_S^0 - T) \quad (2.100)$$

où π_{cr}^0 est la valeur critique minimum lorsque $T = A_S^0$ et où $k_{cr} > 0$ correspond au coefficient de variation de π_{cr} en fonction de la température. Afin d'obtenir un bon actionnement en terme d'effort utilisable, il faut alors avoir une température de fonctionnement la plus élevée possible, c'est-à-dire proche du point de transformation en austénite $T = A_S^0$. L'utilisateur choisit alors une composition d'alliage qui fixe A_S^0 juste au-dessus du point de fonctionnement souhaité. Dans [Kar06], $A_S^0 = -92$ °C, et le point de

fonctionnement est à -95°C . Et pour nos essais, le point de fonctionnement a été choisi à température ambiante (25°C) et l'alliage utilisé, vendu par Adaptamat Ltd. a une température de transformation d'environ $A_s^0 = 36^\circ\text{C}$, d'après la documentation technique fournie par le fabricant.

Sur la figure 2.26, tirée de [Sod06], un graphe compare l'évolution des deux forces $\pi_{cr}(T)$ et $\pi_{mag}^f(T)$ en fonction de la température pour un échantillon. Le réarrangement à partir d'un champ magnétique n'est donc possible que pour une certaine zone de fonctionnement en température.

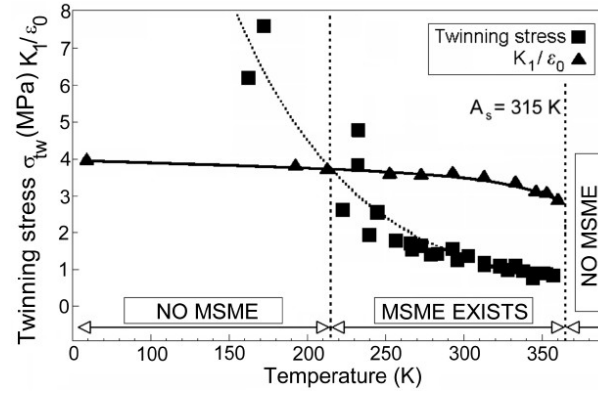


FIG. 2.26 – Mesure de la magnétisation relative en fonction du champ magnétique appliqué d'un échantillon en martensite auto-accommodante [Sod06].

2.6.5 Transformation Austénite-Martensite

Champ magnétique nul

La figure 2.23 tirée de [Kar06] présente l'évolution de la déformation en fonction de la température avec $H_0 = 0$ et $\sigma = -6$ MPa. Nous considérons qu'à basse température, la martensite est orientée dans le sens de σ , c'est-à-dire que le matériau n'est constitué que de martensite M2. La transformation étudiée est une transformation $A \rightleftharpoons M2$: $z_1 = z_3 = 0$, $z_2 = 1 - z_0$. Dans ce cas, l'énergie est donnée par :

$$\begin{aligned} \rho\check{\mathcal{G}}(\sigma, T, z_2) = & (u_0^M - T s_0^M) - (1 - z_2)\pi_0^f(T) + C_p \left[(T - T_0) - T \cdot \log\left(\frac{T}{T_0}\right) \right] \\ & - \frac{\sigma}{2} z_2 (\beta_c^2 - 1) - \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{E} + A z_2 (1 - z_2) \end{aligned} \quad (2.101)$$

D'où :

$$\begin{aligned} \pi_f^* = -\frac{\partial \rho\check{\mathcal{G}}}{\partial z_2} = & -\pi_0^f(T) + \frac{\sigma}{2} (\beta_c^2 - 1) - A(1 - 2z_2) \\ = & -\Delta u + T \Delta s + \frac{\sigma}{2} (\beta_c^2 - 1) - A(1 - 2z_2) \end{aligned} \quad (2.102)$$

Choisissons une transformation austénite \rightarrow martensite M2, partant de $z_2 = 0$. La transformation s'opère lorsque $\pi_f^* = \pi_{cr}$:

$$\begin{aligned}\pi_{cr} &= -\Delta u + T\Delta s + \frac{\sigma}{2}(\beta_c^2 - 1) - A \\ \sigma &= \frac{2}{\beta_c^2 - 1} [\pi_{cr} + \Delta u - T\Delta s + A]\end{aligned}\quad (2.103)$$

Sur la figure 2.27, tirée de [L'v99], un diagramme de phase (σ, T) pour une transformation austénite \rightarrow martensite est présenté, une pente de 13 MPa /K est obtenue expérimentalement :

$$\begin{aligned}\frac{2\Delta S}{1 - \beta_c^2} &= 13 \text{ MPa /K} \\ \Delta S &= 523 \text{ kJ m}^{-3} \text{ K}^{-1}\end{aligned}\quad (2.104)$$

Nous remarquons ici que les contraintes exercées en transformation de phase sont de deux ordres de grandeur supérieures à celles exercées en réarrangement martensitique.

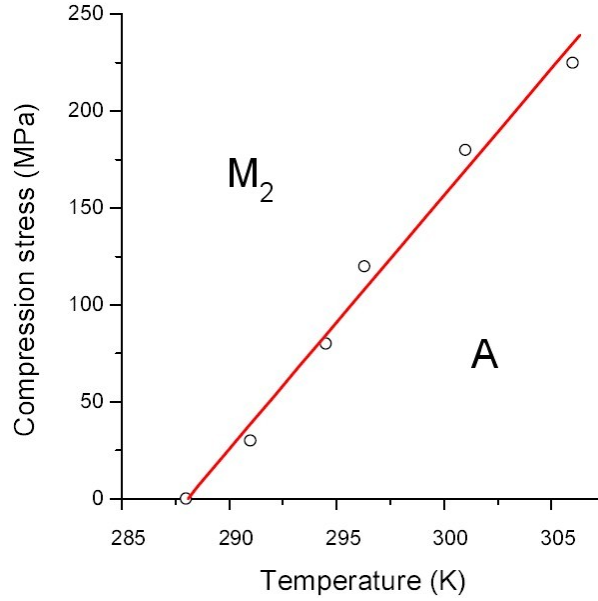


FIG. 2.27 – Diagramme de Clausius-Clapeyron (contrainte - température) lors d'une transformation de phase austénite \rightarrow martensite [L'v99] dans un monocristal de $\text{Ni}_{23.5}\text{Mn}_{23.9}\text{Ga}$.

Contrainte nulle

La figure 2.28, tirée de [Kar06], montre l'évolution de la magnétisation en fonction de la température pour différentes valeurs de champs magnétiques sans contrainte appliquée. Lorsque le champ magnétique est de 0,2 kGauss, nous considérons qu'il n'est

pas suffisant pour obtenir un réarrangement martensitique, donc à basse température, nous avons uniquement de la martensite auto-accommodante (notée M_T) : $z_1 = z_2 = z_3$, $z = z_1 + z_2 + z_3 = 1 - z_0$.

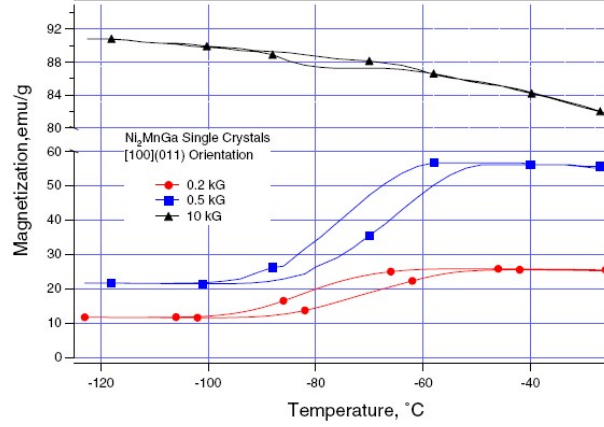


FIG. 2.28 – Évolution de la magnétisation en fonction de la température sous l'action d'un champ magnétique constant [Kar06].

Réécrivons l'énergie dans ce cas-là :

$$\begin{aligned}
 \rho\check{G}(H_0, \sigma, T, z, \alpha, \theta, \alpha_A) = & (u_0^M - T s_0^M) - (1 - z)\pi_0^f(T) + C_p \left[(T - T_0) - T \cdot \log \left(\frac{T}{T_0} \right) \right] \\
 & + Az(1 - z) + K_{12}(z^2/3) \\
 & - \mu_0 M_S(T) [z/3 \left((2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_a^0} (2\alpha - 1)^2 \right) \\
 & + (2z/3) \left(\sin(\theta)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_t^0} \sin^2(\theta) \right) \\
 & (1 - z) \left((2\alpha_A - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_A^0} (2\alpha_A - 1)^2 \right)]
 \end{aligned} \tag{2.105}$$

On obtient alors :

$$\begin{aligned}
 \pi_f^* = -\frac{\partial \rho G}{\partial z} = & -\Delta u + T\Delta s - A(1 - 2z) - 2K_{12}(z/3) \\
 & + \mu_0 M_S(T) \left[1/3 \left((2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_a^0} (2\alpha - 1)^2 \right) \right. \\
 & + (2/3) \left(\sin(\theta)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_t^0} \sin^2(\theta) \right) \\
 & \left. - \left((2\alpha_A - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_A^0} (2\alpha_A - 1)^2 \right) \right]
 \end{aligned} \tag{2.106}$$

À champ magnétique nul ($H_0 = 0$) :

$$\pi_f^* = -\Delta u + T\Delta s - A(1 - 2z) - 2K_{12}(z/3) \quad (2.107)$$

Pour une transformation $A \rightarrow M_T$, la température de début de transformation ($T = A_s^o$) est donnée par :

$$\pi_{cr} = -\Delta u + A_s^o \Delta s - A \quad (2.108)$$

Pour une transformation $M_T \rightarrow A$, la température de début de transformation ($T = M_s^o$) est donnée par :

$$-\pi_{cr} = -\Delta u + M_s^o \Delta s + A - 2K_{12}/3 \quad (2.109)$$

La figure 2.28 présente l'évolution de la magnétisation en fonction de la température avec $H_0 = 16$ kA/m. Nous considérons que l'effet du champ est négligeable pour cette valeur très faible. Karaca et al. déduisent les valeurs $M_s^o = -60$ °C et $A_s^o = -92$ °C.

La différence entre les équations (2.108) et (2.109) est :

$$A = 1/2 (-2\pi_{cr} + (A_s^o - M_s^o)\Delta s + 2K_{12}/3) \quad (2.110)$$

avec $(A_s^o - M_s^o)\Delta s = 16,7$ MPa. Les ordres de grandeurs pris pour π_{cr} et K_{12} lors de réarrangement martensitique sont de 20 kPa. Ils sont complètement négligeables devant $(A_s^o - M_s^o)\Delta s$.

Alors :

$$A = \frac{A_s^o - M_s^o}{2} \Delta s = -8.4 \cdot 10^6 \text{ Pa} \quad (2.111)$$

Regardons maintenant l'effet du champ magnétique sur les températures de transformation. Pour une transformation $A \rightarrow M_T$, la température de début de transformation ($T = A_s^o$) est donnée par (en négligeant π_{cr}) :

$$\begin{aligned} 0 = & -\Delta u + T\Delta s - A \\ & + \mu_0 M_S(T) \left[1/3 \left((2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_a^0} (2\alpha - 1)^2 \right) \right. \\ & + (2/3) \left(\sin(\theta)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_t^0} \sin^2(\theta) \right) \\ & \left. - \left((2\alpha_A - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_A^0} (2\alpha_A - 1)^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (2.112)$$

Avec des valeurs cohérentes : $\chi_a^0 = 4$, $\chi_t^0 = 0.82$, $\chi_A^0 = 8$, $M_{S0} = 0.905$ T, en prenant $T = 0$ K et $H_0 = H_{0MAX}$ pour maximiser l'effet du champ magnétique :

$$\begin{aligned} & \mu_0 M_S(T) \left[1/3 \left((2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_a^0} (2\alpha - 1)^2 \right) \right. \\ & + (2/3) \left(\sin(\theta)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_t^0} \sin^2(\theta) \right) \\ & \left. - \left((2\alpha_A - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_A^0} (2\alpha_A - 1)^2 \right) \right] \\ & = 2.5 \cdot 10^5 \text{ Pa} \end{aligned} \quad (2.113)$$

Écrivons l'équation (2.112) avec $H_0 = H_{0MAX}$ et avec $H_0 = 0$:

$$\begin{aligned} 0 &= -\Delta u + T_{H_0=H_{0max}}\Delta s - A + 2.5 \cdot 10^5 \\ 0 &= -\Delta u + T_{H_0=0}\Delta s - A + 0 \end{aligned} \quad (2.114)$$

D'où :

$$(T_{H_0=H_{0max}} - T_{H_0=0}) = -2.5 \cdot 10^5 / \Delta s \approx -0.5 \text{ }^\circ\text{C} \quad (2.115)$$

L'effet du champ magnétique sur la transformation martensite \rightleftharpoons austénite est très faible. Ce qui montre bien que qu'un actionnement par transformation de phase induite directement par champ magnétique est difficilement envisageable pour des valeurs de champs raisonnables.

Nous proposons dans la suite un moyen de calcul numérique permettant de considérer tous ces comportements à l'aide d'une même simulation.

2.7 Simulation numérique prenant en compte le cas général

Dans cette partie, l'idée est de conserver les quatre variables non-indépendantes z_0 , z_1 , z_2 et z_3 dans l'expression du modèle, la contrainte cinématique supplémentaire qui lie ces variantes sera maintenue lors de la simulation en considérant des cinétiques appropriées.

2.7.1 Le modèle

Partant de l'expression générale de l'énergie de Gibbs (équation (2.51)), en gardant toutes les variables, nous obtenons les différentes forces thermodynamiques suivantes :

$$\begin{aligned} \bullet \varepsilon &= -\frac{\partial \rho \check{\mathcal{G}}}{\partial \sigma} = \frac{\sigma}{E} + \frac{1}{2} [(z_1 + z_3)(\beta_a^2 - 1) + z_2(\beta_c^2 - 1)] \\ \bullet \mu_0 M &= -\frac{\partial \rho \check{\mathcal{G}}}{\partial H_0} = \mu_0 M_S(T) [z_0(2\alpha_A(H_0) - 1) \\ &\quad + z_1(2\alpha(H_0) - 1) + (z_2 + z_3)(\sin(\theta(H_0)))] \\ \bullet s &= -\frac{\partial \rho \check{\mathcal{G}}}{\partial T} = s_0^M - z_0 \Delta S + C_p \log \left(\frac{T}{T_0} \right) \\ &\quad + \mu_0 \frac{dM_S}{dT} H_0 [z_1(2\alpha - 1) + (z_2 + z_3) \sin(\theta) + z_0(2\alpha_A - 1)] \\ &\quad - 2\mu_0 M_S(T) \frac{dM_S}{dT} \left[z_1 \frac{(2\alpha - 1)^2}{2\chi_a^0} + (z_2 + z_3) \frac{\sin^2(\theta)}{2\chi_t^0} \right. \\ &\quad \left. + z_0 \frac{(2\alpha_A - 1)^2}{2\chi_A^0} \right] \end{aligned} \quad (2.116)$$

Un effet magnéto-thermique apparaît dans l'expression de l'entropie en raison de la dépendance de M_S à la température. Cet effet sera négligé dans la suite de ce mémoire car il reste faible.

Les forces thermodynamiques associées à la progression de la largeur des domaines de Weiss α , α_A et à l'angle de rotation θ sont :

$$\pi^{\alpha_A} = \frac{\partial \rho G}{\partial \alpha_A} = 0 \quad \pi^\alpha = \frac{\partial \rho G}{\partial \alpha} = 0 \quad \pi^\theta = \frac{\partial \rho G}{\partial \theta} = 0 \quad (2.117)$$

Enfin, les forces thermodynamiques associées aux fractions volumiques z_i sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \pi_0^f = -\frac{\partial \rho \check{G}}{\partial z_0} = \Delta \mathcal{U} - T \Delta S - A(1 - 2z_0) \\ \quad + \mu_0 M_S(T) \left[\left((2\alpha_A - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_A^0} (2\alpha_A - 1)^2 \right) \right] \\ \pi_1^f = -\frac{\partial \rho \check{G}}{\partial z_1} = \frac{\sigma}{2} (\beta_a^2 - 1) - K(z_2 + z_3) \\ \quad + \mu_0 M_S(T) \left((2\alpha - 1)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_a^0} (2\alpha - 1)^2 \right) \\ \pi_2^f = -\frac{\partial \rho \check{G}}{\partial z_2} = \frac{\sigma}{2} (\beta_c^2 - 1) - K(z_1 + z_3) \\ \quad - \mu_0 M_S(T) \left(\sin(\theta)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_t^0} \sin^2(\theta) \right) \\ \pi_3^f = -\frac{\partial \rho \check{G}}{\partial z_3} = \frac{\sigma}{2} (\beta_a^2 - 1) - K(z_1 + z_2) \\ \quad - \mu_0 M_S(T) \left(\sin(\theta)H_0 - \frac{M_S(T)}{2\chi_t^0} \sin^2(\theta) \right) \end{array} \right. \quad (2.118)$$

L'inégalité de Clausius-Duhem peut alors se réduire à :

$$d\mathcal{D} = \pi_0^f dz_0 + \pi_1^f dz_1 + \pi_2^f dz_2 + \pi_3^f dz_3 \geq 0 \quad (2.119)$$

Avec :

$$\sum_{i=0}^3 dz_i = 0 \quad (2.120)$$

Comme quatre variables (dont trois indépendantes) apparaissent dans l'inégalité de Clausius-Duhem, le traitement n'est plus aussi aisé que lors d'un réarrangement martensitique pur.

Exemple

Prenons tout d'abord un exemple simple pour comprendre d'où vient la généralisation qui va suivre. Dans un cas où seules deux variantes sont présentes et où la température est constante ($z_0 = z_3 = 0$ et $z_2 = -z_1$), l'inégalité précédente devient :

$$\begin{aligned} d\mathcal{D} &= \pi_1^f dz_1 + \pi_2^f dz_2 \geq 0 \\ d\mathcal{D} &= (\pi_1^f - \pi_2^f) dz_1 \geq 0 \end{aligned} \quad (2.121)$$

Le réarrangement débute lorsque $(\pi_1^f - \pi_2^f) \geq \pi_{cr}$ dans un sens de l'évolution, et $(\pi_1^f - \pi_2^f) \leq -\pi_{cr}$ dans l'autre sens. De plus, lorsque le réarrangement a commencé, l'équation cinétique suivante est alors utilisée :

$$\dot{\pi}_1^f - \dot{\pi}_2^f = \lambda \dot{z}_1 \quad \text{avec :} \quad \dot{z}_2 = -\dot{z}_1 \quad (2.122)$$

Généralisation

Ce concept de force thermodynamique critique $\pi_{cr}(T)$ et d'équation cinétique est généralisé au cas où quatre variables sont considérées.

La figure 2.29 représente la composition de l'AMFM et les cinétiques associées. Afin de simplifier les notations, l'austénite sera considérée comme la variante M0. c_{ij} représente le taux de transformation d'une variante Mi en une variante Mj. La variation totale des différentes variantes est alors obtenue en sommant ces différents taux :

$$\begin{aligned} \dot{z}_0 &= c_{10} + c_{20} + c_{30} - c_{01} - c_{02} - c_{03} \\ \dot{z}_1 &= c_{01} + c_{21} + c_{31} - c_{10} - c_{12} - c_{13} \\ \dot{z}_2 &= c_{02} + c_{12} + c_{32} - c_{20} - c_{21} - c_{23} \\ \dot{z}_3 &= c_{03} + c_{13} + c_{23} - c_{30} - c_{31} - c_{32} \end{aligned} \quad (2.123)$$

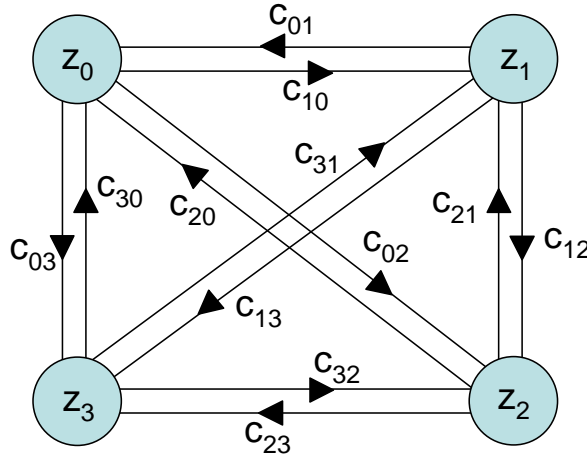


FIG. 2.29 – Représentation schématique des cinétiques.

c_{ij} est écrit de la même manière que \dot{z} dans le cas monovariante :

$$\begin{aligned} c_{ij} &= 0 & \text{si} \quad \pi_j^f - \pi_i^f < \pi_{cr}(T) & \quad \text{ou} \quad z_i = 0 \\ c_{ij} &= \frac{1}{\lambda} (\dot{\pi}_j^f - \dot{\pi}_i^f) & \text{sinon.} \end{aligned} \quad (2.124)$$

Nous choisissons ensuite différentes valeurs de λ : λ_A en ce qui concerne la transformation austénite \rightleftharpoons martensite et λ_M pour le réarrangement martensitique.

2.7.2 Simulations numériques

L'algorithme de simulation est présenté sur la figure 2.30. Il a été mis en œuvre sous Matlab® et Simulink®, en utilisant des S-fonctions programmées en langage C afin d'augmenter la rapidité d'exécution. En effet, contrairement au C, Matlab est un langage interprété donc peu rapide.

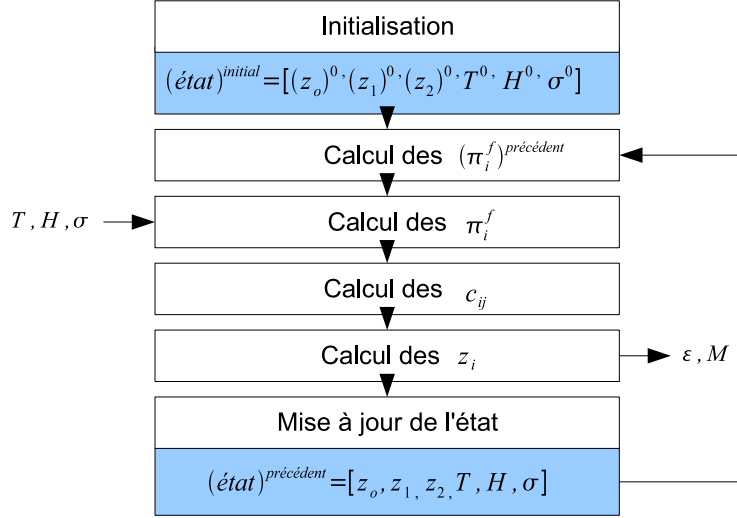


FIG. 2.30 – Algorithme de simulation pour le comportement général d'un AMFM.

Les paramètres du matériau sont très dépendants de la composition de l'alliage utilisé. De nombreuses courbes expérimentales sont disponibles dans la littérature, mais les compositions des alliages considérés sont très souvent différentes. C'est pourquoi les paramètres indiqués dans ce mémoire sont approximatifs mais respectent les ordres de grandeurs rencontrés dans la littérature. Une campagne d'essai complète sur un même type de matériau serait nécessaire pour avoir les paramètres exacts, mais le laboratoire n'étant pas un laboratoire de métallurgie, ceux-ci n'ont pas pu être réalisés en interne.

Les paramètres sélectionnés pour les simulations sont résumés dans le tableau suivant :

$A_S^o = 309.4 \text{ K}$	$M_S^o = 301.7 \text{ K}$	$A = 5.48.10^5$
$a_0 = 5.84 \text{ Å}$	$a = 5.95 \text{ Å}$	$c = 5.60 \text{ Å}$
$E = 5.10^9$	$\lambda_M = 4.10^5$	$K_{12} = 0$
$\chi_a^0 = 5$	$\chi_t^0 = 1.05$	$\chi_A^0 = 1.76$
$T_c = 370 \text{ K}$	$M_0 = 710 \text{ kA/m}$	$\lambda_A = 1.26 \text{ MPa}$
$\pi_{cr}^o = 12.10^3$	$k_{cr} = 800 \text{ Pa/K}$	

2.7.3 Quelques résultats de simulation

Des simulations numériques ont été effectuées à l'aide du programme précédent. Les entrées et sorties du simulateur sont présentées sur la figure 2.31. L'intérêt de notre ap-

proche de modélisation réside dans le fait que les effets mécaniques (pseudo-élasticité et réarrangement martensitique), thermiques, et magnétiques peuvent être pris en compte dans la même simulation.

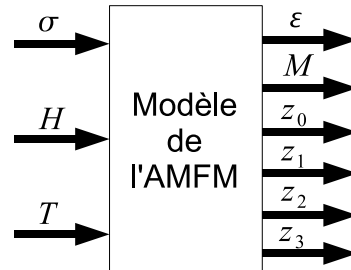


FIG. 2.31 – Entrées et sorties du simulateur numérique.

Action thermique

La figure 2.32 présente la déformation, la magnétisation, et les fractions volumiques z_i lorsque la température change. Trois essais sont réalisés avec différentes valeurs de champs magnétiques et de contraintes. La déformation est d'environ 2 % lorsqu'un champ magnétique est appliqué et de 4 % lorsqu'une contrainte mécanique est appliquée. Presqu'aucune déformation n'est obtenue sans champ magnétique ni contrainte et les fractions volumiques de martensite z_i ($i=1,2,3$) sont égales.

Action mécanique à haute température

La figure 2.33 présente la déformation en fonction de la contrainte lorsqu'une contrainte mécanique de compression est appliquée à haute température (phase austénitique) représentant la pseudo-élasticité. Deux courbes sont tracées avec et sans champ magnétique appliqué. Il existe un effet du champ magnétique sur ce type d'essai mais il reste faible. Cela montre que les efforts engendrés par le champ magnétique sont insuffisants pour provoquer une transformation de phase importante et utilisable dans un actionneur.

Action mécanique à basse température

La figure 2.34 présente la déformation en fonction de la contrainte lorsqu'une contrainte mécanique de compression est appliquée à basse température (phase martensitique) représentant le réarrangement martensitique. Un champ magnétique constant à 800 kA/m est appliqué durant le chargement. Deux températures sont choisies afin de montrer l'influence de la température sur le processus de réarrangement : la largeur de l'hystérésis diminue lorsque la température augmente en raison de la diminution de la valeur critique de réarrangement, et le centre de cette hystérésis se décale vers le haut à cause de la diminution de l'influence du champ magnétique.

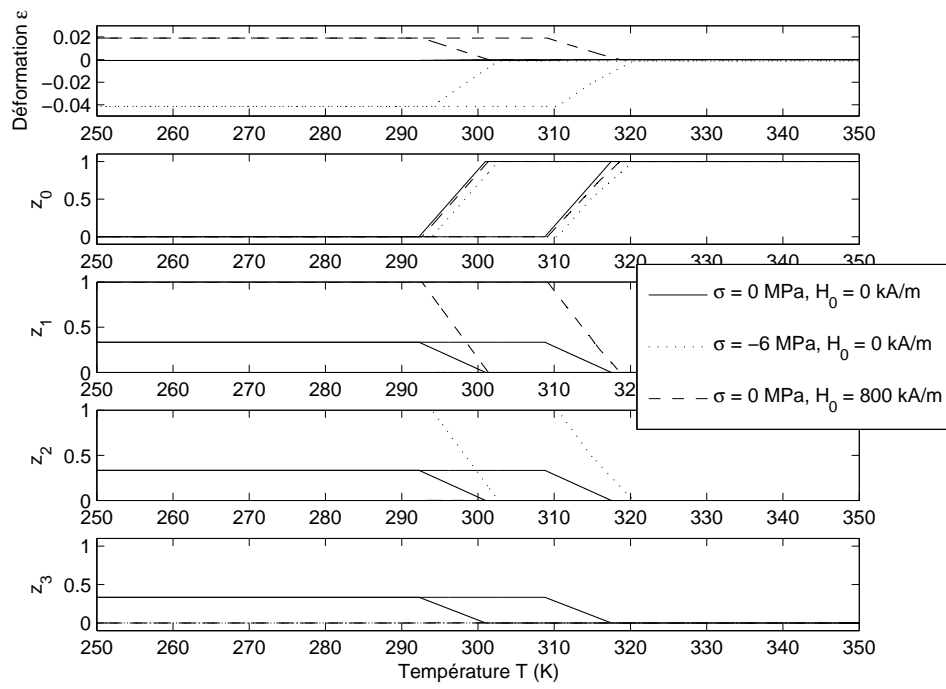


FIG. 2.32 – Résultats de simulation d'une action thermique pour différentes valeurs de la contrainte et du champ magnétique.

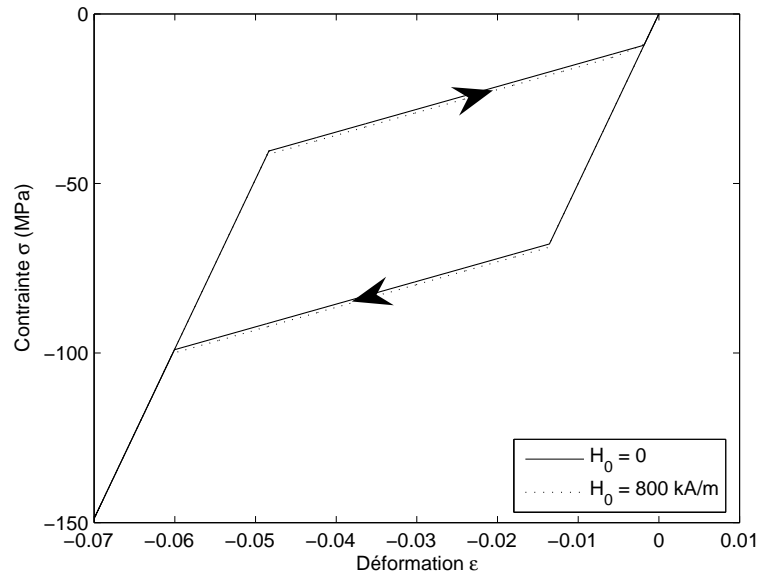


FIG. 2.33 – Résultats de simulation d’une action mécanique à haute température (pseudo-élasticité) pour différentes valeurs de champ magnétique appliqué.

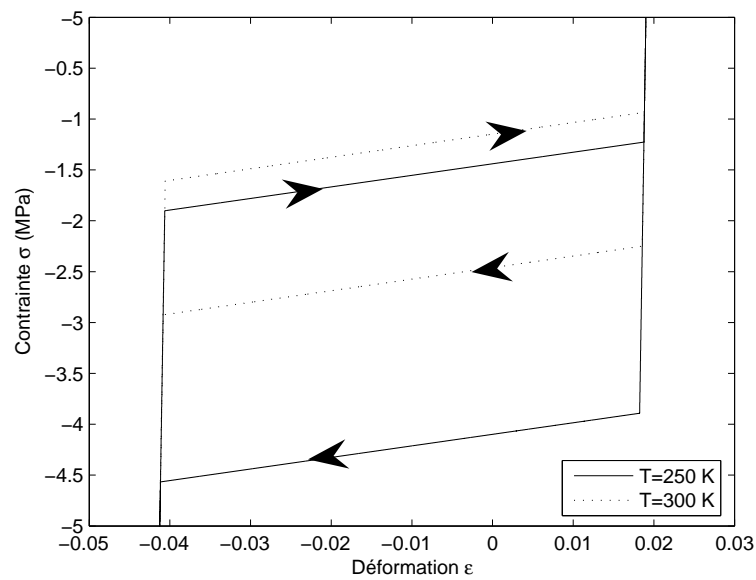


FIG. 2.34 – Résultats de simulation d’une action mécanique à basse température (réarrangement martensitique).

Influence de la température sur la magnétisation

La figure 2.35 présente la magnétisation lorsqu'un champ magnétique est appliqué à différentes températures. Le champ magnétique est appliqué d'abord positivement, puis négativement. À très basse température, nous retrouvons la forme caractéristique de la magnétisation de la martensite auto-accommodante avec ses deux coudes correspondant aux saturations respectives des martensites M1, M2 et M3. À très basse température, aucun réarrangement n'est possible par champ magnétique. Il n'y a donc aucune hystérésis sur cette courbe. Pour une température supérieure, mais inférieure à la température de début de transformation en austénite, un réarrangement apparaît, ce qui change la magnétisation et met en évidence une hystérésis. Enfin, à haute température, l'échantillon est sous une forme austénitique, l'évolution de la magnétisation correspond au comportement ferromagnétique choisi pour l'austénite pure. Nous remarquons enfin la diminution de la magnétisation à saturation en fonction de la température.

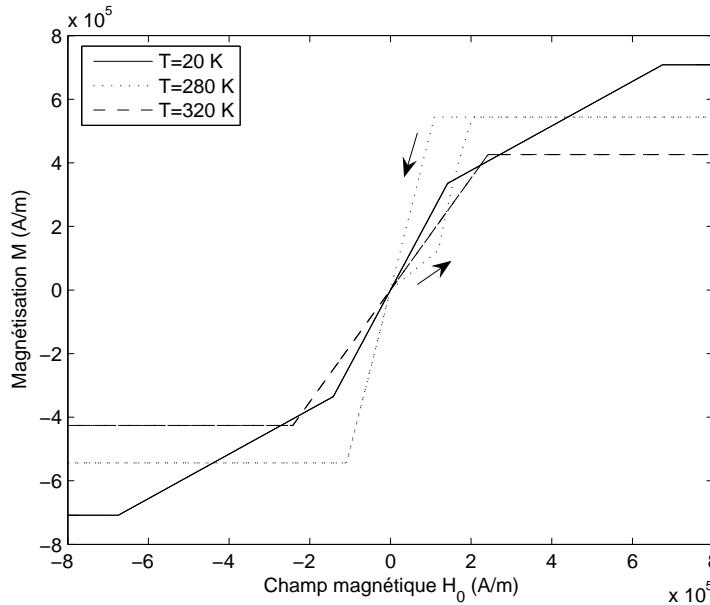


FIG. 2.35 – Résultats de simulation de la magnétisation en fonction du champ magnétique à différentes températures.

Action magnétique à basse température sous chargement mécanique

La figure 2.36 présente la déformation lorsqu'un champ magnétique est appliqué pour différentes valeurs de compression mécanique. Ces courbes correspondent au réarrangement martensitique étudié dans la partie 2.5 avec quelques simplifications concernant les boucles internes (le paramètre λ est constant). Une autre limite de ce modèle plus général concerne le fait que les modules d'Young de l'austénite et de la martensite sont considérés identiques. Cela se traduit par un module d'Young plus important pour la

martensite que dans le modèle isotherme de la partie 2.5. Malgré ces simplifications, le modèle anisotherme prévoit correctement le comportement du réarrangement martensitique.

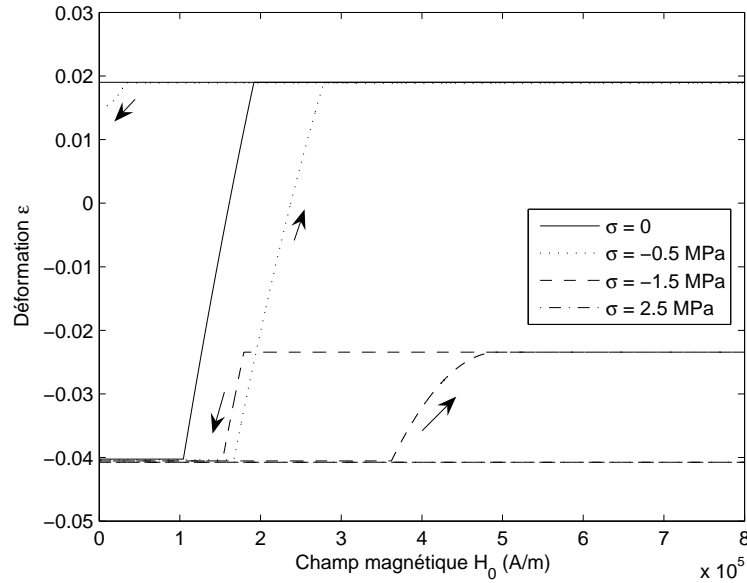


FIG. 2.36 – Résultats de simulation de la déformation sous l'action d'un champ magnétique pour différentes valeurs de contraintes.

Influence de la température sur l'action magnétique sous contrainte mécanique constante.

La figure 2.37 (b) présente la déformation lorsqu'un champ magnétique est appliqué avec une contrainte constante de 1 MPa pour différentes valeurs de température de fonctionnement. Les expériences, tirées de [Str06], qui correspondent aux simulations précédentes sont présentées sur la figure 2.37 (a).

Ces essais sont proches du fonctionnement des actionneurs traditionnels. Ces réponses sont tracées pour différentes températures de fonctionnement et le champ appliqué est d'abord positif puis négatif, ce qui permet de mettre en évidence les déformations minimale et maximale envisageables dans le cadre d'un actionnement à cycles répétés. À basse température ($T = 223$ K), l'augmentation du champ magnétique engendre une déformation qui est presque complètement maintenue après l'annulation du champ magnétique. À $T = 288$ K, un actionnement répété devient possible et la plage de déformation augmente avec la température ($T = 307$ K). Ces résultats montrent clairement l'influence importante de la température de fonctionnement pour ce type de matériau en réarrangement martensitique.

Quelques différences entre les simulations et les résultats expérimentaux apparaissent, mais les deux tendances sont respectées. En effet, la valeur du champ magnétique où le réarrangement commence, décroît avec la température mais la valeur de déformation maximale atteignable diminue en raison de la diminution de la saturation à magnétisation.

2.8 Conclusion sur la modélisation des AMFMs

Un modèle général du comportement quasi-statique des AMFMs, basé sur la thermodynamique des processus irréversibles à variables internes, a été présenté. Une simplification pour le phénomène du réarrangement martensitique pur à température constante permet d'obtenir un modèle utilisable pour le dimensionnement d'actionneur et la construction de lois de commande. Le modèle pris dans la globalité permet d'évaluer les effets de la température sur le matériau dans le même formalisme. Enfin, ce formalisme permet d'obtenir une simulation numérique multi-physique non-linéaire du matériau. Le modèle global a été testé pour des essais bien particuliers (une seule variable varie en même temps). Dans le cadre de l'actionnement en fonctionnement réel, les variables σ , H et T varient en même temps : la stabilité des algorithmes de simulation numérique n'est donc pas sûre et les résultats de modélisation restent à vérifier pour ces cas particuliers. Dans le prochain chapitre, nous allons étudier la conception d'actionneurs à partir de ce matériau en nous basant sur le modèle quasi-statique développé ici.

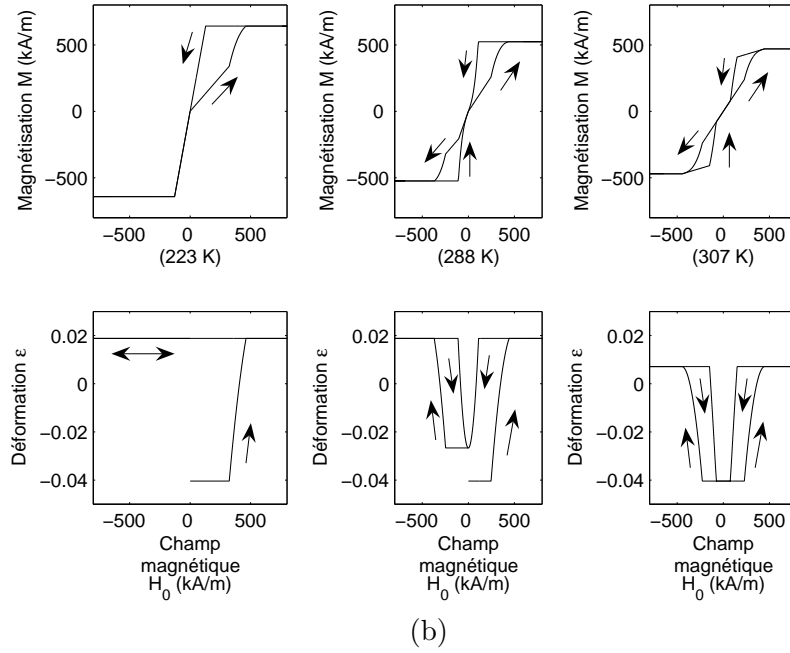
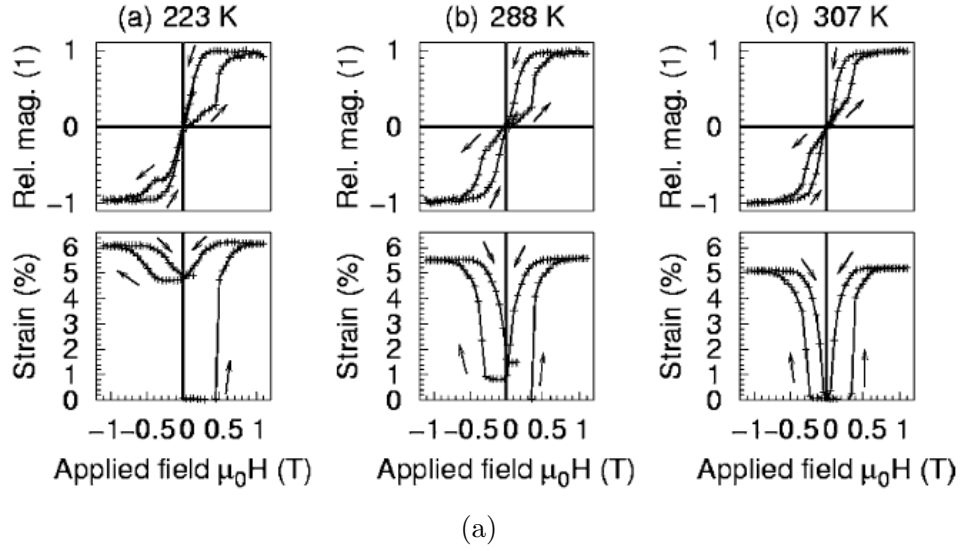


FIG. 2.37 – Magnétisation et déformation sous l'action d'un champ magnétique et d'une contrainte constante de 1 MPa pour différentes températures de fonctionnement : (a) résultats expérimentaux tirés de [Str06] ; (b) résultats de simulation.

Chapitre 3

Actionnement par AMFM

Après avoir modélisé le comportement du matériau, nous nous intéressons dans ce chapitre aux possibilités d'actionnement en utilisant ce matériau. Un état de l'art des différents actionneurs dont la littérature fait état est tout d'abord présenté. Ensuite, une étude approfondie de l'actionneur le plus couramment employé est proposée, en se basant entre autres sur le modèle du chapitre précédent. Les limites de celui-ci nous amène alors à proposer différentes structures, notamment un actionneur de type push-pull qui est conçu, réalisé et testé expérimentalement. Enfin, quelques idées d'utilisation de ce matériau, notamment en microrobotique, sont présentées.

3.1 Introduction

Autant les AMFMs se rapprochent des AMFs classiques concernant la physique, le caractère hystérétique et les possibilités de modélisation, autant ils se rapprochent des matériaux magnétostrictifs d'un point de vue conception et utilisation. Cette double appartenance est une force car elle permet de faire travailler ensemble des spécialistes des AMFs et des matériaux magnétiques, ce qui se traduit par un fort potentiel d'innovation. Cependant, de notre point de vue et suite à des discussions avec différentes personnes des domaines concernés, cette particularité contribue à une confusion de la part des utilisateurs, qui freine le développement applicatif des AMFMs.

Dans ce chapitre, une étude sur l'actionnement par AMFM est menée. Dans une première partie, un état de l'art issu de la littérature scientifique est détaillé. Dans une seconde partie, nous étudions le dimensionnement et les limites d'un actionneur élémentaire. Ensuite, plusieurs propositions sont exploitées afin d'améliorer le comportement des actionneurs à base d'AMFM, une étude est notamment menée sur un actionneur de type antiparallèle ou *Push-Pull*. Enfin, quelques idées d'utilisation et d'application en microrobotique sont présentées.

3.2 État de l’art sur les actionneurs à base d’AMFM

3.2.1 Actionneur élémentaire

Nous avons vu dans le chapitre précédent que, pour obtenir un actionnement réversible à température constante avec un AMFM, une pré-contrainte est indispensable dans la direction de l’actionnement. C’est pourquoi la plupart des actionneurs existants utilisent un ressort de pré-contrainte [Tel02] [Aal00]. Le champ magnétique est alors créé par un bobinage et est concentré à l’aide d’un noyau ferromagnétique afin d’en augmenter la valeur. Ce type d’actionneur sera qualifié dans ce mémoire d’actionneur élémentaire à base d’AMFM. Il est étudié plus en détail dans la partie 3.3.

3.2.2 Moteur linéaire

La société AdaptaMat Ltd. [Suo02] propose également un moteur linéaire basé sur le principe de locomotion du ver, encore appelé *inchworm* (cf. figure 3.1). Celui-ci est constitué de trois actionneurs : un pour la partie centrale et deux pour bloquer ou débloquer les extrémités de la partie centrale. La même idée a été également exploitée dans [Wan04].

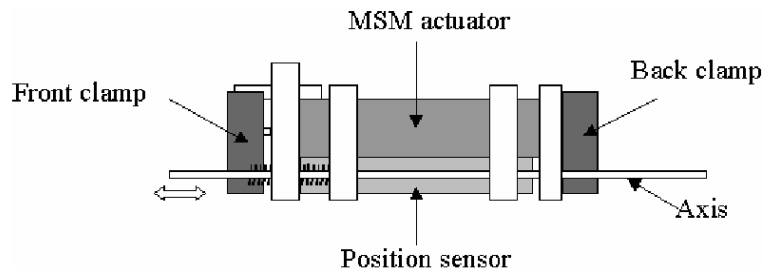


FIG. 3.1 – Actionneur de type *ver* utilisant des AMFMs [Suo02].

3.2.3 Pompage

Plusieurs équipes travaillent sur des applications de pompage. Active Control eXperts, Inc. située à Cambridge, MA, en collaboration avec le MIT, lance un projet de pompage utilisant une pompe en AMFM et des soupapes piézoélectriques : c’est le projet HAUNT (Hydraulic Actuator Using Novel Technology). Le schéma de la figure 3.2 présente le principe.

AdaptaMat Ltd. [Suo02] propose également une pompe constituée de quatre chambres (cf. figure 3.3). Un morceau d’AMFM est placé dans un champ tournant et comprime chaque chambre tour à tour. Un système de soupapes est implanté pour obtenir un flux de fluide.

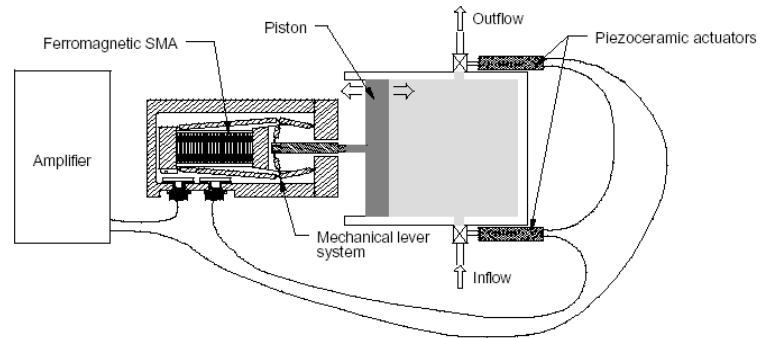


FIG. 3.2 – Concept HAUNT de pompe hydraulique [Active Control eXperts, Inc.].

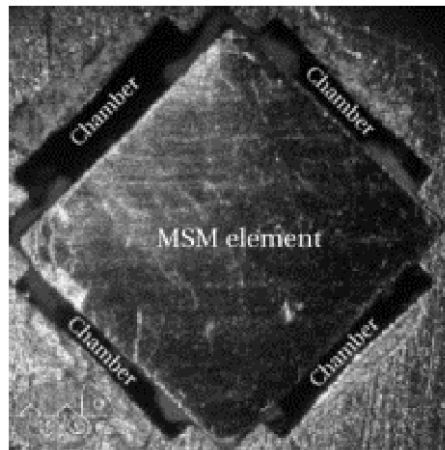


FIG. 3.3 – Pompe constituée d'un échantillon d'AMFM et de quatre chambres [Suo02].

3.2.4 Absorption d'énergie

Bien que le large cycle d'hystérésis soit un inconvénient majeur pour la commande d'un tel matériau en tant qu'actionneur, il peut s'avérer très utile dans certaines applications. En effet, l'aire de ce cycle correspond à une dissipation de chaleur. Feuchtwanger et al. [Feu03] proposent un polymère à base de NiMnGa utilisé en dissipation d'énergie pour réduire les vibrations. Un polymère est utilisé car il est beaucoup moins cassant et supporte des efforts plus importants que l'alliage seul.

3.2.5 Micro-actionneur pour scanner optique

Kohl et al. [Koh03], [Koh04] ont réalisé un prototype de scanner optique à l'aide d'une poutre en film mince de NiMnGa sollicitée en flexion à laquelle est accroché un micromiroir. La poutre est placée dans un gradient de champ magnétique créé par un aimant et un circuit ferromagnétique. La figure 3.4 en présente le principe. À basse température, l'échantillon d'AMFM est sous forme martensitique, le gradient de champ magnétique exerce alors une force sur la poutre qui engendre un réarrangement des variantes de martensite. La poutre est alors plaquée sur l'aimant permanent. Afin d'actionner cette poutre, un courant électrique, circulant dans le matériau, chauffe par effet Joule celui-ci et une transformation de phase martensite \rightarrow austénite a lieu. Cette transformation a pour effet de remettre la poutre dans son état d'origine (horizontal sur la figure). Lorsque le courant est annulé, un refroidissement engendre alors une transformation de phase austénite \rightarrow martensite et les forces dues au gradient de champ magnétique suffisent à nouveau à réarranger les variantes de martensite. Une extension de ce principe a été validée pour un actionneur en deux dimensions [Koh06].

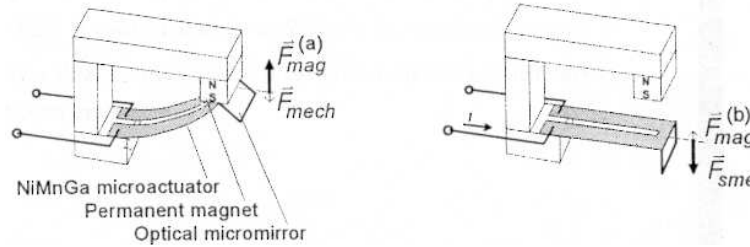


FIG. 3.4 – Micro-actionneur pour scanner optique utilisant du Ni-Mn-Ga actionné thermiquement [Koh04].

3.2.6 Micro-actionneur hybride

Dans [Gat06], deux échantillons de Ni-Mn-Ga sous forme monocristalline et obtenus par des moyens traditionnels sont associés à des bobinages microfabriqués dans le but de réaliser un micro-actionneur de type push-pull. Le principal problème de cette conception est que les auteurs doutent du fait que l'actionnement soit obtenu par réarrangement des variantes de martensite par l'intermédiaire du champ magnétique. En

effet, l'échauffement causé par l'effet Joule dans les bobinages peut induire une transformation de phase qui engendre également une déformation. Si c'est le deuxième cas qui s'avère vrai, l'utilisation d'AMFs classiques suffit, car les propriétés magnétiques ne sont plus utilisées pour l'actionnement. Cet exemple montre tout de même que des perspectives de conception avec des techniques de microfabrication sont envisageables. Les auteurs pensent à une application de type interrupteur on-off.

3.2.7 Utilisation des aimants permanents en combinaison avec les bobinages électriques

Les aimants permanents dans les actionneurs à base d'AMFM peuvent être utilisés afin de remplacer une précontrainte mécanique. En effet, un champ constant est équivalent à une contrainte constante (voir chapitre 2). Cette utilisation n'est pourtant pas très exploitée dans la littérature, certainement en raison de la difficulté à appliquer deux champs magnétiques orthogonaux localisés au même endroit dans un entrefer relativement large.

En revanche, une utilisation particulièrement intéressante est la suivante : le comportement de l'AMFM est symétrique par rapport au champ magnétique appliqué, un champ positif ou négatif a le même effet. L'utilisation d'aimants permanents permet de placer un point de fonctionnement à courant nul dans les bobinages. Le champ créé par le bobinage, en s'ajoutant au précédent, permet d'appliquer un champ nul lorsque le courant est négatif, et un champ magnétique important lorsque le courant est positif. Ce type d'alimentation en champ magnétique a été utilisé pour l'actionnement d'un actionneur push-pull à base de Ni-Mn-Ga avec un seul bobinage dans [Wan05]. Dans ce dernier, le comportement multistable n'est pas exploité, les concepteurs ne développant pas les effets de l'hystérésis sur leur système.

Dans le même esprit, lorsque le sens du champ magnétique n'est pas utile, les aimants permanents peuvent être insérés dans le circuit magnétique. Lorsqu'un champ magnétique en sens opposé à celui de l'aimant permanent lui est appliqué, le circuit ferromagnétique sature et le champ magnétique créé par l'aimant passe à l'extérieur du circuit ferromagnétique avec une valeur correspondant à la somme des deux champs. Ce système permet d'avoir une valeur de champ nulle sans champ magnétique et une valeur importante lorsqu'un courant est appliqué. Cette conception a été utilisée pour un actionneur en FePd dans [Wad02].

3.3 Étude approfondie de l'actionneur élémentaire

3.3.1 Modélisation du circuit magnétique

Un point de blocage important pour l'actionnement par AMFM se situe dans la création du champ magnétique. C'est pourquoi, dans cette partie, nous établissons une modélisation du circuit magnétique utilisée pour le dimensionnement dans ce chapitre. Cette modélisation sera également prise en compte dans la modélisation dynamique du chapitre 4.

Afin d'obtenir des simulations, le moyen le plus précis est d'utiliser un logiciel de calcul par éléments finis pour la modélisation du circuit magnétique. Cependant, durant la phase de conception, il est plus pratique d'utiliser des modèles simplifiés de type réseau de réductances, pourvu que les principaux phénomènes soient modélisés. La figure 3.5 montre le circuit équivalent choisi.

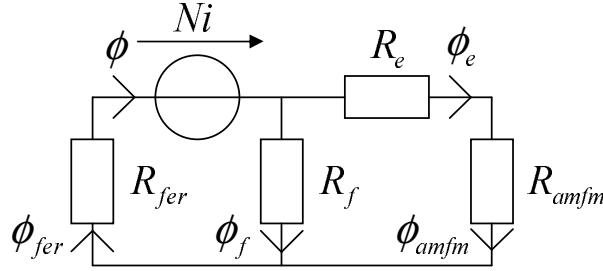


FIG. 3.5 – Réseau de réductances choisi pour la modélisation du circuit magnétique.

R_{amfm} est la réductance de l'échantillon d'AMFM, R_e est la réductance de l'entrefer entre l'AMFM et le circuit ferromagnétique, R_f est la réductance de fuite, c'est-à-dire le flux qui est créé par la source mais qui passe à côté de l'AMFM et R_{fer} correspond à la réductance du circuit ferromagnétique. Les réductances R_{amfm} et R_{fer} sont considérées dans le cas général comme non-linéaires. La source de champ magnétique vient du bobinage électrique constitué de N spires et traversé par un courant i .

Deux circuits magnétiques ont été réalisés, le premier prototype (V1) a une grande surface d'entrefer, la valeur de la réductance R_f est donc principalement due à cet entrefer et celle-ci est prédominante devant la réductance de l'AMFM et de son entrefer $R_{amfm} + R_e$, l'influence de l'AMFM sur l'état magnétique du circuit sera donc négligeable.

Le deuxième prototype (V2) est destiné à accueillir le même échantillon d'AMFM mais avec un entrefer dont la surface est réduite à la surface de l'AMFM. Les fuites magnétiques sont donc localisées ailleurs que dans l'entrefer et l'état de l'AMFM influence le reste du circuit, notamment le champ dans le circuit ferromagnétique et la valeur du champ magnétique de fuite.

Le circuit V1 est utilisé pour caractériser le comportement quasi-statique de l'AMFM pour deux raisons. Premièrement, un courant peut être appliqué en continu sans créer un échauffement important. Deuxièmement, la simplification citée précédemment permet de calculer les fuites magnétiques et d'en déduire le coefficient de démagnétisation.

Le circuit V2 est utilisé pour les essais en dynamique en raison de sa plus faible constante de temps électrique et du fait que l'état de l'AMFM influence le champ dans le circuit ferromagnétique et permet une utilisation en auto-détection.

Dans [Gau04], un dimensionnement de bobinage a été effectué, il s'appuie sur des résultats classiques d'électrotechnique [Seg96], et sur des simulations sous logiciel de calcul par éléments finis (logiciel Flux3D).

L'annexe C contient des renseignements supplémentaires sur la modélisation du circuit magnétique.

3.3.2 Dimensionnement

Plage de déplacement

Concernant le déplacement atteignable, lorsque l'actionnement est direct, il correspond à la variation de longueur du matériau :

$$\Delta L = \gamma^{tw} \cdot l_0 \quad (3.1)$$

où l_0 correspond à la longueur de l'échantillon d'AMFM dans le sens de l'actionnement. Dans notre cas, $l_0 = 20$ mm et $\gamma^{tw} = 0,06$ d'où $\Delta L = 1,2$ mm.

La longueur de l'échantillon d'AMFM est donc calculée à partir de la plage de déplacement recherchée.

Force de blocage

Concernant l'effort de blocage, la définition est plus délicate. En raison de l'hystérésis, l'effort maximal que peut fournir l'actionneur à la charge est différent de l'effort pouvant être maintenu par l'actionneur sans qu'il ne recule. La différence entre ces deux efforts correspond à la largeur de l'hystérésis mécanique. Nous utiliserons la première définition qui correspond à l'effort maximal que peut fournir l'actionneur.

Un bilan des forces exercées sur l'AMFM lorsqu'il est soumis à un effort de compression du ressort F_{res} et une force extérieure de compression F_{ext} donne en statique une expression de la contrainte σ :

$$S \cdot \sigma = -|F_{ext}| - |F_{res}| \quad (3.2)$$

L'effort de blocage maximum est obtenu lorsque $z = 0$ et le champ magnétique maximum, soit d'après l'équation (2.73) :

$$\sigma\gamma = K_{12} + \pi_{cr} + \frac{\mu_0 M_S^2}{2} \left(\frac{1}{\chi_a} - \frac{1}{\chi_t} \right) \quad (3.3)$$

La force exercée par le ressort est ajustée de manière à obtenir un retour à $z = 0$ lorsqu'il n'y a ni champ magnétique, ni effort extérieur. Ceci se traduit par l'équation suivante :

$$|F_{res}| = S(\lambda - K_{12} + \pi_{cr}) \quad (3.4)$$

Nous avons alors :

$$|F_{ext}^{max}| = \frac{S}{\gamma_{tw}} \left[-2\pi_{cr} - \lambda - \frac{\mu_0 M_S^2}{2} \left(\frac{1}{\chi_a} - \frac{1}{\chi_t} \right) \right] \quad (3.5)$$

Le terme $-2\pi_{cr} - \lambda$ correspond à la largeur de l'hystérésis et $-\frac{\mu_0 M_S^2}{2} \left(\frac{1}{\chi_a} - \frac{1}{\chi_t} \right)$ est la force maximale d'origine magnétique.

Dans notre cas, avec les paramètres du matériau de la partie précédente et $S = 3$ mm \times 5 mm, $F_{ext}^{max} = 13,2$ N.

Le choix de la section de l'échantillon d'AMFM est donc calculé à partir de la force de blocage recherchée.

Temps de réponse

Nous considérons que le matériau réagit de manière quasi-instantanée vis-à-vis des autres phénomènes dynamiques (électriques et mécaniques) puisque la dynamique lors d'une réorientation martensitique est théoriquement proche de la vitesse du son dans le matériau [Suo04b]. La réorientation ne limite donc pas la dynamique de l'actionneur. La rapidité de l'actionneur sera limitée par l'établissement du champ magnétique dans le bobinage et par la dynamique de la charge à déplacer. Une étude du circuit magnétique est alors indispensable pour évaluer la dynamique de ce système. En pratique, des temps de réponse de 0,2 ms ont déjà été mesurés [Suo04c].

Afin d'apprécier la rapidité du circuit, des hypothèses fortes sont utilisées : le matériau ferromagnétique ne sature pas et a une perméabilité magnétique infinie devant celle de l'AMFM, il n'y a pas de fuites magnétiques et l'entrefer entre l'AMFM et le fer est considéré comme nul. Dans ces conditions, le théorème d'Ampère appliqué au circuit peut s'écrire simplement :

$$Hl_{amfm} = Ni \quad (3.6)$$

où l_{amfm} est la largeur de l'AMFM dans le sens du champ magnétique et N est le nombre de spires du bobinage. Le choix de ce nombre de spires peut donc se faire en connaissant le champ magnétique maximal qui sature complètement l'AMFM H_{max} et la valeur de l'intensité maximale I_{max} fournie par l'alimentation :

$$N = \frac{H_{max}l_{amfm}}{I_{max}} \quad (3.7)$$

De plus, la loi de conservation du flux magnétique nous donne les égalités suivantes :

$$B_{fer}S_{fer} = BS_{amfm} \quad (3.8)$$

Ensuite, la loi de comportement magnétique peut être écrite simplement :

$$B = \mu_{amfm}(z)H \quad (3.9)$$

où $\mu_{amfm}(z)$ est la perméabilité magnétique de l'AMFM qui dépend de la fraction volumique z .

Si nous considérons que le bobinage a une résistance très faible, alors $u \approx L \frac{di}{dt}$, le temps d'établissement du courant Δt (intervalle de temps qui permet d'obtenir un courant I_{max} à partir d'un courant nul) sera donc le plus faible avec $u = U_{max}$ et alors :

$$\Delta t = \frac{LI_{max}}{U_{max}} \quad (3.10)$$

Remarquons que nous n'utilisons pas la définition de constante de temps ($\tau = \frac{L}{R}$) dans le cas présent car le but recherché est d'obtenir le temps mis pour atteindre la valeur I_{max} et non le temps pour obtenir le régime permanent du circuit électrique.

D'après la définition de l'inductance L , on peut écrire :

$$L = \frac{NB_{fer}S_{fer}}{i} \quad (3.11)$$

En utilisant les dernières équations, nous obtenons :

$$\Delta t = \frac{\mu_{amfm}(z)H_{max}^2 V_{amfm}}{I_{max}U_{max}} \quad (3.12)$$

H_{max} est le champ à saturation de l'AMFM, V_{amfm} est calculé à partir de l'effort de blocage et de la plage de déplacement voulus, le temps d'établissement du champ magnétique est donc inversement proportionnel à la puissance de l'alimentation $I_{max}U_{max}$. Le meilleur temps d'établissement que l'on peut espérer dans notre cas est donc : $\Delta t = \frac{\mu_0(1+0,82) \cdot 630000^2 \cdot 0,003 \cdot 0,005 \cdot 0,02}{2 \cdot 200} = 0,68$ ms. En pratique, la présence de résistance électrique, la saturation du fer, les fuites magnétiques et l'entrefer non nul vont augmenter ce temps théorique.

Le choix de l'alimentation électrique est donc calculé à partir du temps de réponse voulu pour l'actionneur, cependant la constante de temps de la charge mécanique doit également être prise en compte.

Échauffement

Le dernier point à vérifier concerne l'échauffement du circuit magnétique. Les pertes par courant de Foucault peuvent être négligées car elles sont limitées par le fait que le circuit magnétique se présente sous la forme d'un empilement de tôles isolées entre elles par oxydation (tôles de transformateur). Les pertes maximales par effet Joule ont lieu lorsque le courant est maximal et sont alors de la forme RI_{max}^2 où R est la résistance électrique du bobinage. $R = \rho_{cu} \frac{l_{cu}}{S_{cu}}$ où ρ_{cu} , l_{cu} et S_{cu} sont respectivement la résistivité, la longueur et la section du fil de cuivre utilisé dans l'enroulement. l_{cu} est principalement donné par le nombre de spires et la section du fer. Le degré de liberté restant est donc le choix de la section du fil de cuivre. Ce choix est un compromis entre l'échauffement admissible et la taille du circuit.

Le prototype V1 pour les essais statiques est plus volumineux mais permet de maintenir un courant de 2 A continu sans risquer une élévation de température supérieure à 36 °C. En raison de la taille importante du circuit, la surface de l'entrefer a dû être sur-dimensionnée pour éviter les fuites magnétiques. Le temps de réponse est donc plus important. Le prototype V2 n'est pas destiné à être alimenté en continu mais par impulsions brèves de courant afin de limiter l'échauffement. Celui-ci est donc plus petit, mais la résistance électrique du bobinage n'est plus négligeable, ce qui ralentit l'établissement du champ.

3.3.3 Fonction capteur et auto-détection

Mesure de déplacement par variation de résistance électrique

La résistivité du Ni-Mn-Ga dépend de la phase considérée comme dans les autres types d'AMF (cf. [Str05]), mais aucune étude ne montre la différence de résistivité entre deux variantes de martensite. Cependant, la modification de la forme de l'échantillon

peut suffire à modifier la résistance électrique de l'échantillon de la manière suivante :

$$R = \rho_{amfm} \frac{l}{S} = R_0 \frac{1 + \varepsilon}{1 - \varepsilon} \quad (3.13)$$

Un calcul rapide montre que, pour une déformation de 6%, la variation de la résistance atteint plus de 12,7%. Cette technique n'est pas de l'auto-détection dans la mesure où, contrairement à la commande des AMFs, pour effectuer une mesure de résistance sur un échantillon d'AMFM, il faut rajouter deux électrodes et donc deux fils indépendants de l'alimentation électrique. Cette technique n'a jamais été testée expérimentalement.

Mesure de déplacement par variation d'inductance

La grandeur de commande du système complet est la tension appliquée au bobinage électrique. La mesure possible pour effectuer une auto-détection est alors le courant électrique. En régime statique, la variation de la résistance électrique du bobinage n'est aucunement liée à la variation de déplacement de l'actionneur, une mesure de résistance du type AMF classique est à exclure. Cependant, en régime dynamique, une auto-détection est possible car l'inductance du bobinage varie en fonction de la déformation de l'AMFM.

En effet, si l'on considère un champ magnétique faible appliqué à l'AMFM, le modèle électrique du bobinage peut être considéré comme linéaire avec une résistance électrique R constante et une inductance L . Avec le modèle magnéto-statique simple de la partie 3.3.2, l'inductance peut s'écrire :

$$L = \frac{N^2 S_{amfm}}{l_{amfm}} \mu_{amfm}(z) \quad (3.14)$$

Une mesure de l'inductance permet donc d'obtenir une information sur la fraction volumique de martensite et si nous connaissons la contrainte exercée sur l'AMFM, nous pouvons estimer la déformation du matériau et donc le déplacement de la charge.

Cette utilisation en capteur des AMFMs a été montrée dans [Suo05] pour des faibles champs. Le point clé pour modéliser les variations d'inductance est de réussir à modéliser correctement l'évolution de la susceptibilité magnétique du matériau en fonction du champ magnétique et de la fraction volumique de martensite. À très faible champ magnétique, les lois de magnétisation en fonction du champ ne sont pas linéaires (ce qui est classique en ferromagnétisme), une hystérésis magnétique apparaît. Dans [Suo05], un maximum de sensibilité du capteur est donc atteint pour une certaine valeur de courant dans le bobinage.

Une deuxième préoccupation concernant les capteurs réside dans le fait que l'hypothèse de loi des mélanges pour la magnétisation $M(H_0) = z_1 M_1(H_0) + z_2 M_2(H_0)$ est fautive lorsque l'on considère le champ H . Un autre modèle pour cette loi des mélanges est introduit dans [Suo04a] pour les faibles champs magnétiques : la répartition des magnétisations est écrite en série et non pas en parallèle, ce qui revient à considérer que chaque VER n'est pas soumis au même champ magnétique H mais à la même densité de flux magnétique B . Le comportement expérimental se situe entre ces deux modélisations extrêmes.

L'hypothèse d'additivité des magnétisations est cependant correcte lorsque l'on considère le champ H_0 , ce que l'on a fait dans le chapitre 2. Sur la figure 2.9, la magnétisation est tracée en fonction de H_0 : on remarque que le coude de saturation s'effectue à H_0 constant quelque soit la fraction volumique de martensite considérée. Sur la figure 3.6, tirée de [Suo04a], ce même coude n'apparaît pas du tout pour la même valeur de H , ni pour la même valeur de B , ce qui confirme que le comportement magnétique n'est ni parallèle, ni série.

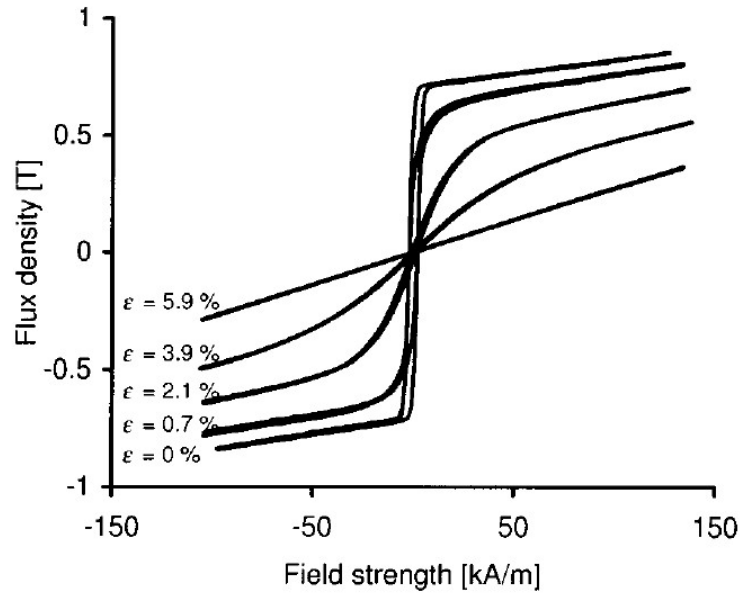


FIG. 3.6 – Courbes de magnétisations $M = f(H)$ pour différentes valeurs de la déformation du matériau [Suo04a].

Quelques tests ont été réalisés afin d'apprécier les possibilités offertes par ce moyen de détection. Le circuit V2 est relié à un impédancemètre mesurant l'inductance avec des signaux à 100 Hz. L'échantillon contenu dans l'entrefer est comprimé par un système de micropositionnement afin de décrire un essai à déformation contrôlée. La figure 3.7 présente les résultats pour deux bobinages différents et deux échantillons de matériaux différents. Une bonne linéarité est présente. La différence obtenue entre deux circuits magnétiques est due à la réalisation manuelle de ceux-ci, des différences peuvent apparaître dans l'usinage du circuit ferromagnétique et dans la réalisation du bobinage, ce qui justifie l'écart d'inductance. De plus, l'écart obtenu avec deux échantillons d'AMFM et le même circuit magnétique montre que les deux échantillons ont des comportements magnétiques différents. L'explication vient sans doute du fait que le premier échantillon avait déjà subi beaucoup de tests très différents tandis que le second était presque neuf. Cependant, la différence de comportement entre deux échantillons d'AMFM prélevés sur différents morceaux de monocristaux et même sur un même morceau de monocristal a été relevé dans [Hec04], ces différences montrent que le processus de fabrication de ce

type de matériau n'est pas tout à fait reproductible et que des résultats expérimentaux très différents sont envisageables.

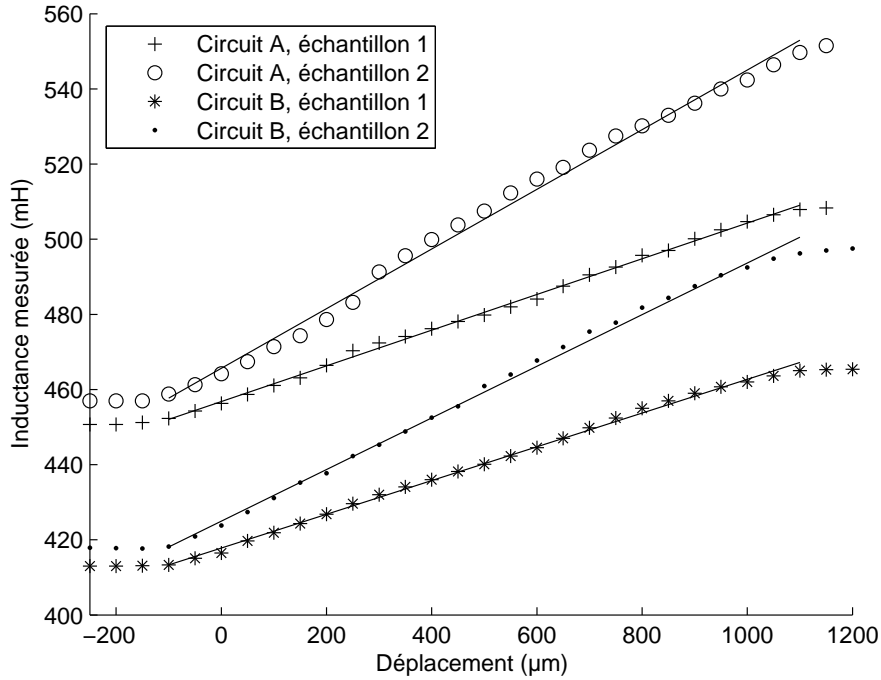


FIG. 3.7 – Inductance du bobinage mesurée en mH en fonction du déplacement en μm . Deux échantillons de matériaux et deux circuits magnétiques ont été testés.

Auto-détection ou *self-sensing*

L'auto-détection dans les actionneurs est une technique qui permet d'obtenir une information sur le fonctionnement, sans avoir à ajouter un capteur, mais en utilisant des informations provenant de l'actionneur. Le plus bel exemple est sans doute un actionneur constitué d'un fil d'AMF classique alimenté en courant. La résistance du fil varie en fonction de sa déformation, ce qui permet d'obtenir un capteur de déplacement en mesurant la tension aux bornes du fil. Dans notre cas, l'alimentation des bobinages se fait par une tension électrique, on peut alors mesurer le courant. Le déplacement influe sur l'inductance et non sur la résistance : une mesure statique comme dans le cas des AMFs est donc impossible.

Il faut alors utiliser une superposition d'un signal de forte puissance et lent pour l'actionnement, et un signal de faible puissance et rapide pour la mesure. Cette technique présente plusieurs problèmes dans notre cas :

- le point de polarisation en champ magnétique pour la mesure influe à grande échelle sur les valeurs des susceptibilités magnétiques et donc sur les inductances. Il faut donc prendre en compte la non-linéarité dans la mesure ;
- lorsque le champ magnétique devient important, il y a saturation du circuit magnétique et alors disparition quasi-totale de la sensibilité à la variation de susceptibilité de l'AMFM ;
- la superposition d'un courant fort basse fréquence pour l'actionnement et d'un courant faible haute fréquence pour la détection dans un même bobinage n'est pas aisée à réaliser au niveau de l'électronique de puissance.

C'est pourquoi le self-sensing sur un actionneur élémentaire semble difficile. Le fait qu'il n'existe, à l'heure actuelle, aucune réalisation de ce genre confirme cette difficulté.

Capteur de vitesse et génération de tension

Lors d'une déformation du matériau, sa magnétisation change, et donc le flux magnétique évolue. Une tension est alors induite aux bornes du bobinage et est directement reliée à la vitesse de déformation du matériau. Un capteur de vitesse et un générateur de tension ont été développés en utilisant cette technique dans [Suo04e].

3.3.4 Effet d'échelle

Lors de la conception de micro-actionneurs, un indicateur intéressant concernant la qualité d'un système d'actionnement est l'évolution des performances lors d'une réduction d'échelle. Ce point permet de savoir si un actionneur restera compétitif ou non pour des réalisations à l'échelle micrométrique. Pour ce faire, nous considérons un facteur d'échelle de 1/10 sur un actionneur, c'est-à-dire que les trois dimensions de l'espace sont réduites d'un facteur 10. La grandeur que nous considérons constante dans notre application est le champ magnétique à l'intérieur de l'AMFM qui doit être suffisant pour saturer le matériau. Le premier résultat concernant les effets magnéto-statiques montre que les champs magnétiques obtenus par homothétie d'un circuit magnétique sont identiques [Cug02].

Effet d'échelle sur les performances mécaniques

L'effort généré est en $\sigma \cdot S$ où S est la surface du morceau d'AMFM orthogonale au sens de déformation. L'effort diminue donc en 1/100.

Le déplacement maximum généré est en $\gamma \cdot l$ où l est la longueur du matériau dans le sens de la déformation. Le déplacement diminue donc en 1/10.

Effet d'échelle sur la résistance du bobinage

Un élément qui peut paraître inquiétant concernant la miniaturisation du circuit est la valeur importante que peut prendre la résistance électrique du bobinage. Cette inquiétude est fondée, car entre les prototypes V1 et V2, on passe de 8 Ohms à 60 Ohms. Cela est dû au fait que la section de fil de cuivre diminue avec la miniaturisation.

Cette augmentation de la résistance a un effet négatif concernant l'alimentation du bobinage. La valeur maximale du courant atteignable est en effet égale à :

$$I_{max} = U_{max}/R \quad (3.15)$$

Une augmentation importante de R conduirait à l'utilisation d'une source de tension plus grande qui amènerait d'autres inconvénients.

Les deux prototypes sont conçus pour accueillir le même morceau de matériau AMFM ($20 \times 5 \times 3$ mm). Ils ont donc à peu près le même entrefer. C'est ce détail qui fait que le problème de l'augmentation de la résistance a lieu. Nous allons essayer de montrer que, si un effet d'échelle est appliqué à toute la structure, y compris l'AMFM, la résistance restera du même ordre de grandeur.

D'après la définition de la résistance électrique :

$$R = \frac{\rho l_{cu}}{S_{cu}} = \frac{\rho N l_{spire}}{S_{cu}} \quad (3.16)$$

où ρ est la résistivité du cuivre, l_{cu} est la longueur totale du fil de cuivre, S_{cu} la section du fil de cuivre, N le nombre de spire, l_{spire} la longueur moyenne d'une spire.

Avec un modèle magnéto-statique simple (magnétisation du fer négligeable), on aurait :

$$H \cdot e = N \cdot I \quad (3.17)$$

où H est le champ magnétique dans l'entrefer et e la largeur de l'entrefer. On déduit alors :

$$H = \frac{U \cdot S_{cu}}{\rho_{cu} \cdot l_{spire} \cdot e} \quad (3.18)$$

Si on applique un facteur d'échelle 1/10 sur ces variables : e et l_{spire} varient d'un facteur 1/10, S_{cu} varie d'un facteur 1/100. On considère U et ρ_{cu} constants.

Donc H peut atteindre la même valeur bien que R augmente d'un facteur 10 car I diminue d'un facteur 10.

En conclusion, le problème lié à l'augmentation de la résistance en est un si on souhaite diminuer la taille du bobinage en gardant le même morceau d'AMFM. Mais il n'y a pas de problème si l'effet d'échelle a lieu également sur l'AMFM.

Effet d'échelle sur le temps de réponse

D'après la relation (3.12) :

$$\Delta t = \frac{\mu_{amfm}(z) H_{max}^2 V_{amfm}}{I_{max} U_{max}} \quad (3.19)$$

Les termes $\mu_{amfm}(z)$, H_{max} et U_{max} sont considérés constants. Comme I_{max} a un coefficient de réduction de 1/10, le temps d'établissement du champ magnétique Δt a un coefficient de 1/100.

Remarquons que ces effets d'échelle sont calculés sans tenir compte de l'échauffement par effet Joule des bobinages électriques. Dans [Cug02], il a été montré que la dissipation de chaleur est meilleure avec la miniaturisation et donc les densités de courant admissibles dans les bobinages augmentent lorsque la section des fils diminue. Ces effets amélioreront donc nettement les performances d'actionneurs miniaturisés à base d'AMFM.

3.3.5 Les limites de l'actionneur classique

La principale limite de ce type d'actionneur est la température de fonctionnement très basse, avec un champ magnétique à appliquer en continu pour maintenir une position. La valeur du champ à créer et les échauffements par effet Joule dans le bobinage sont tels que le circuit magnétique est de dimensions bien supérieures à celles de l'échantillon d'AMFM.

Dans le but d'améliorer le comportement de ce type d'actionneur, Marioni et al. proposent d'utiliser un élément piézoélectrique qui fait vibrer l'échantillon d'AMFM afin de diminuer les frottements internes (et donc l'hystérésis) dans le matériau [Mar05]. Cela a pour effet d'augmenter le déplacement maximal avec un même champ magnétique appliqué. Les améliorations sont nettes, mais le gain obtenu sur la valeur du champ magnétique n'est pas suffisant pour remettre en cause les principaux inconvénients de cet actionneur.

3.4 L'actionneur Push-Pull

3.4.1 Introduction

Parmi les défauts importants de l'actionneur élémentaire, trois sont particulièrement intéressants à prendre en compte dans une démarche de conception. Le premier est le champ magnétique important à créer avant d'obtenir une déformation sensible. Ce champ magnétique, lorsqu'il est créé par le biais d'un bobinage et d'un circuit ferromagnétique, induit alors un échauffement important du bobinage. De plus, le deuxième inconvénient de ce matériau est la température de fonctionnement qui doit rester en dessous de la température de début de transformation en austénite qui est aux alentours des 36 °C. Ces deux problèmes combinés imposent un dimensionnement très contraignant qui se traduit sur un actionneur élémentaire par un circuit magnétique imposant par sa taille. Cependant, un troisième inconvénient apparent permet de trouver une solution à ce problème. En effet, l'hystérésis, présente dans le comportement de l'AMFM combinée à une architecture originale, permet de limiter les instants où un champ magnétique doit être maintenu. L'architecture en question peut être de type Push-Pull, par exemple, cette architecture ayant déjà été largement utilisée dans des actionneurs à base d'AMFs classiques qui présentent également un comportement hystérétique.

3.4.2 Principe

La photographie 3.8 présente l'actionneur sous sa version V2.2. Un empilement horizontal est composé d'un échantillon d'AMFM ($AMFM_A$), d'une partie mobile en matériau plastique et d'un autre échantillon d'AMFM ($AMFM_B$). Cet empilement est bloqué en position à l'aide d'un matériau non-ferromagnétique, la longueur totale étant réglable par une vis. Deux circuits magnétiques de type V2 permettent de créer deux champs magnétiques H_A et H_B appliqués respectivement aux deux échantillons $AMFM_A$ et $AMFM_B$.

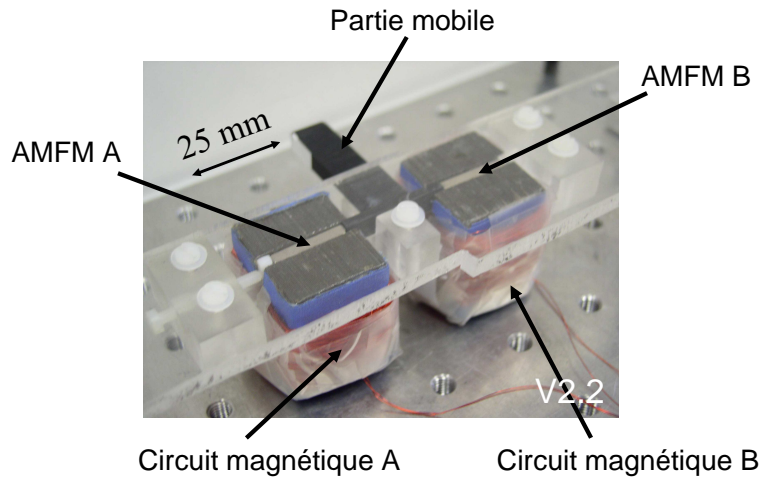


FIG. 3.8 – Photographie de l'actionneur *Push-Pull V2.2*.

Le principe de fonctionnement d'un tel actionneur est présenté sur la figure 3.9. Un champ magnétique est appliqué à l' $AMFM_A$, un réarrangement de martensite s'opère, une déformation apparaît et donc la partie mobile se déplace vers la droite. Lorsque le champ magnétique n'est plus appliqué, un léger réarrangement inverse se produit à cause de la contrainte exercée par l' $AMFM_B$ sur l' $AMFM_A$, mais une nouvelle position d'équilibre est atteinte par la partie mobile. Un déplacement vers la gauche est possible en appliquant un champ magnétique à l' $AMFM_B$. En modulant la valeur maximale du champ magnétique appliqué, la position d'équilibre de la partie mobile peut prendre différentes valeurs, cet actionneur push-pull peut être qualifié de multistable.

Le principal avantage de cet actionneur est qu'une position peut être maintenue sans appliquer un champ magnétique constant : des impulsions de champ magnétique sont utilisées pour déplacer la partie mobile. L'échauffement par effet Joule est donc plus faible que dans le cas d'un actionneur élémentaire. Une séquence d'utilisation en boucle ouverte de cet actionneur est représentée sur la figure 3.10. Le courant dans les bobinages est non nul uniquement lorsqu'une variation de position est désirée.

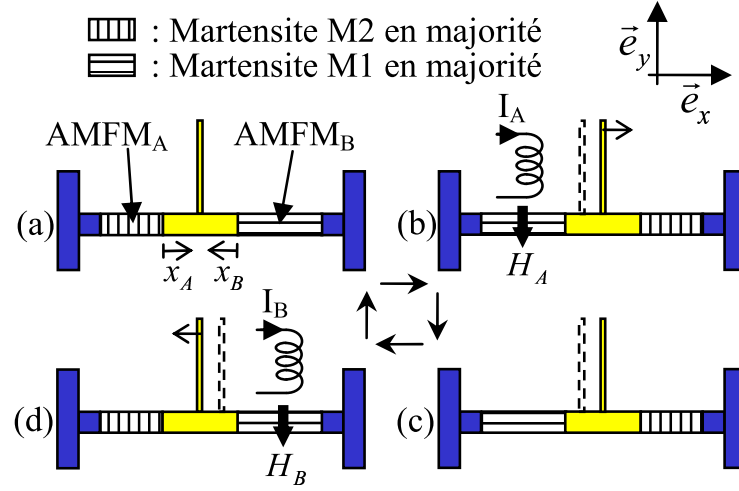


FIG. 3.9 – Principe de fonctionnement de l'actionneur Push-Pull.

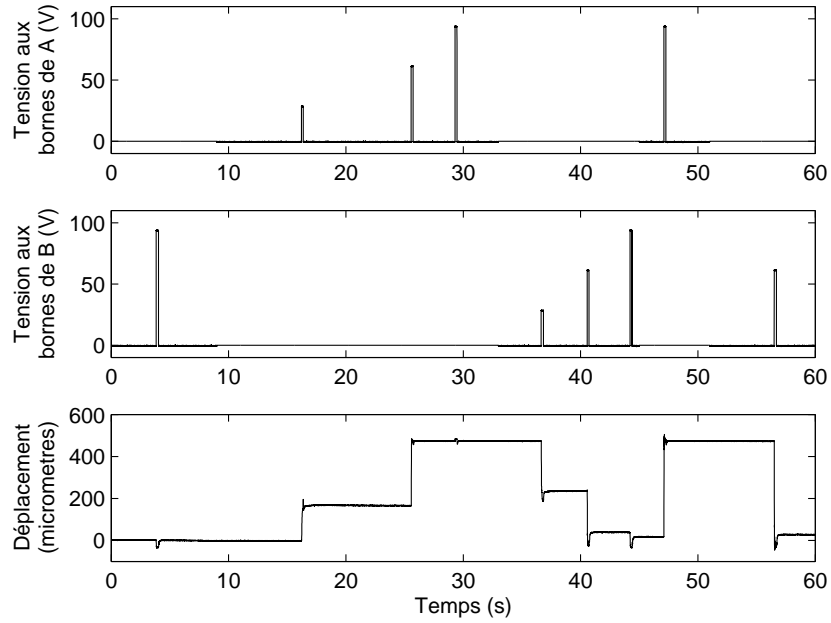


FIG. 3.10 – Exemple d'une séquence de fonctionnement en boucle ouverte.

3.4.3 Aspects cinématiques

Tout d'abord, en ne considérant que des aspects cinématiques, dans le cas où les champs magnétiques suffisent à engendrer un réarrangement complet des AMFMs qui les subissent, nous pouvons établir le lien entre la longueur totale d'encastrement l_{enc} , réglable par une vis, et le déplacement de la partie mobile.

$$l_{enc} = l_A + l_B + l_P \quad (3.20)$$

où l_A , l_B et l_P sont respectivement les longueurs de l'AMFM_A, de l'AMFM_B et de la partie mobile. l_P est considéré constant. $l_A = l_0(1 + \varepsilon_A) = l_0(1 + \gamma z_A + \sigma/E)$, $l_B = l_0(1 + \varepsilon_B) = l_0(1 + \gamma z_B + \sigma/E)$ où z_A et z_B sont respectivement les fractions volumiques de martensite M1 dans l'échantillon AMFM_A et dans l'échantillon AMFM_B. Si l'on considère la contrainte exercée constante durant le déplacement de l_A , la somme $z_A + z_B$ est constante et nous pouvons donc exprimer la position de la partie mobile x_P par :

$$\begin{aligned} x_P = l_A - l_0 &= l_0(\gamma z_A + \sigma/E) \\ &= [l_{enc} - l_P - \gamma l_0 - 2l_0] + l_0 [\gamma(1 - z_B) - \sigma/E] \end{aligned} \quad (3.21)$$

Les courbes correspondant aux cas extrêmes ($z_A = 0$, $z_A = 1$, $z_B = 0$ et $z_B = 1$), et à contrainte nulle, sont représentées sur la figure 3.11. Sur cette même figure, les points expérimentaux correspondant aux déplacements maximums et minimums atteignables sont tracés. L'écart entre les courbes théoriques et expérimentales est dû au fait qu'un réarrangement total n'est pas possible en raison de la contrainte non nulle. Le réglage de la vis se fera donc de manière à maximiser la plage de déplacement de la partie mobile : $l_{enc} = l_P + 2l_0$.

3.4.4 Modèle simplifié

Dans cette partie, nous étudions l'actionneur push-pull en introduisant un modèle simplifié. La résolution pourra ainsi se faire graphiquement de manière à faciliter la compréhension des caractéristiques mises en évidence.

Pour chaque échantillon d'AMFM, un comportement simplifié du réarrangement est pris en compte. Le comportement est représenté sur la figure 3.12, la boucle externe est conforme au modèle précédent, seules les boucles internes ne sont pas prises en compte.

La figure 3.13 présente le déplacement engendré par une contrainte de compression lorsque l'AMFM_A n'est soumis à aucun champ magnétique. La figure 3.14 représente les mêmes grandeurs mais lorsque l'AMFM_A est soumis à un champ magnétique maximal. La figure 3.15 représente le déplacement engendré par une contrainte de compression lorsque l'AMFM_B n'est soumis à aucun champ magnétique. Les deux variables x_A et x_B sont prises en compte sur deux axes verticaux différents.

Pour résoudre le problème, il suffit maintenant de superposer les graphes des deux AMFMs, le point d'intersection étant le point de fonctionnement.

Le cycle étudié correspond aux séquences (a), (b) et (c) de la figure 3.9 :

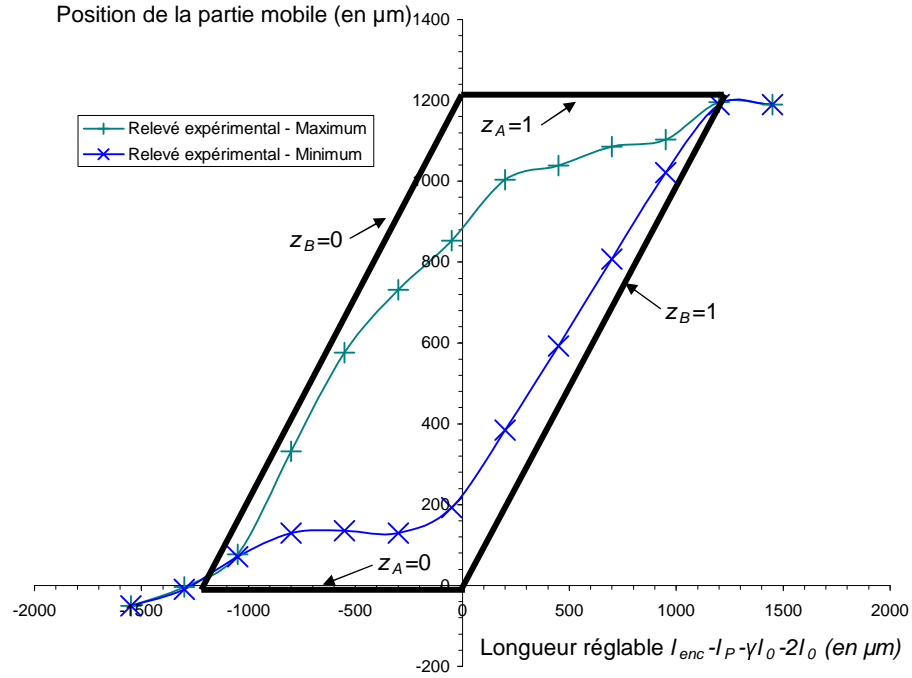


FIG. 3.11 – Position de la partie mobile x_P en fonction de longueur réglable $l_{enc} - l_P - 2l_0$, résultats expérimentaux et limites théoriques.

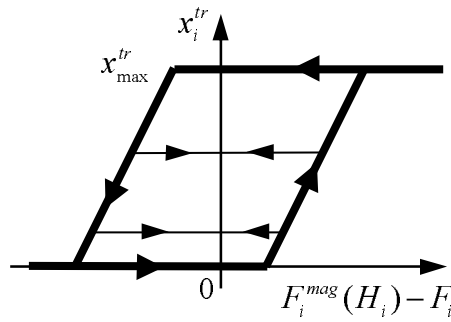


FIG. 3.12 – Modèle simplifié de l'hystérésis.

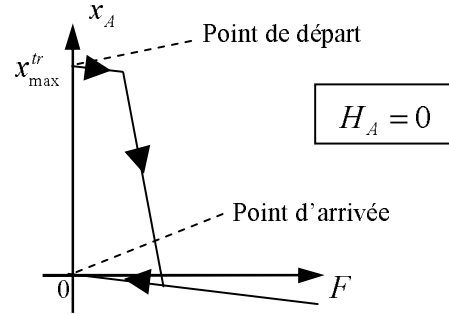


FIG. 3.13 – Déplacement de l'AMFM_A en fonction de la contrainte, lorsque aucun champ magnétique n'est appliqué.

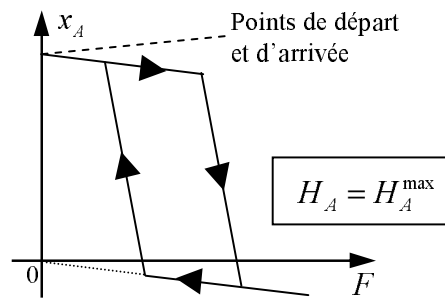


FIG. 3.14 – Déplacement de l'AMFM_A en fonction de la contrainte, lorsqu'un champ magnétique maximal est appliqué.

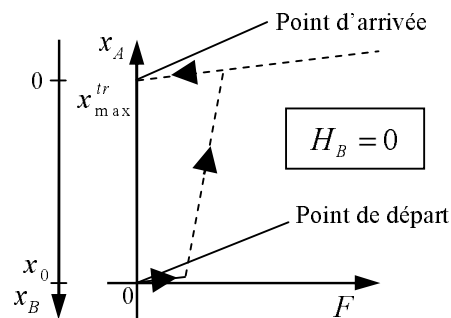


FIG. 3.15 – Déplacement de l'AMFM_B en fonction de la contrainte, lorsque aucun champ magnétique n'est appliqué à celui-ci. Les deux variables x_A et x_B sont représentées sur deux axes séparés.

- (a) Les champs magnétiques H_A et H_B sont nuls, cela correspond à la superposition des figures 3.13 et 3.15, sachant que le point initial (point 1), choisi à $x_A = 0$ est représenté par un cercle sur la figure 3.16 (a).
- (b) Le champ magnétique H_B est maintenu à zéro, tandis que le champ magnétique H_A augmente jusqu'à sa valeur maximale. Un déplacement apparaît, le nouveau point de fonctionnement est le point 2 sur la figure 3.16 (b).
- (c) Enfin, le champ magnétique H_A diminue jusqu'à s'annuler, il n'y alors pas de réarrangement de l'AMFM_B, mais un réarrangement de l'AMFM_A est possible, un déplacement dans la direction opposée à la précédente phase apparaît. Le nouveau point de fonctionnement correspond au point 3 sur la figure 3.16 (c).

Le point 1 ne coïncide pas avec le point 2 en raison du comportement irréversible des AMFMs et le point 3 ne coïncide pas non plus avec le point 2. Le léger déplacement entre la phase (b) et (c) peut être vu comme un déplacement commandable directement avec l'application du champ magnétique.

3.4.5 Simulations

Implantation numérique

Une simulation numérique a été développée à l'aide de Matlab/Simulink. L'utilisation de Simulink permet de découpler les différentes tâches à réaliser lors d'une simulation (création de signaux tests, modélisation de l'actionneur, visualisation temporelle et visualisation 3D du fonctionnement de l'actionneur). De plus, la représentation sous forme de schéma blocs permet d'utiliser le modèle développé dans des simulations plus complexes faisant intervenir des autres éléments comme par exemple des boucles d'asservissement.

La figure 3.17 représente schématiquement le fonctionnement de l'algorithme au sein du schéma-bloc Simulink correspondant à l'actionneur Push-Pull. Les entrées de ce bloc sont donc les champs magnétiques H_A dans l'AMFM_A et H_B dans l'AMFM_B, la longueur totale réglable et la force extérieure appliquée à la partie mobile. Nous définissons la variable ε_{enc} qui dépend uniquement de constantes et de la longueur totale variable l_{enc} ($\varepsilon_{enc} = \frac{l_{enc} - l_p - 2l_o}{l_o}$). À partir des trois premières entrées et de la contrainte σ (initialisée à une valeur quelconque), on peut calculer les forces thermodynamiques π_A^f et π_B^f , associées respectivement à z_A et à z_B . En utilisant les modèles d'hystérésis, correspondant aux cinétiques de réarrangement, on peut trouver les valeurs de z_A et de z_B correspondant à ces forces et en déduire les déformations ε_A et ε_B .

Un test est ensuite réalisé pour savoir si la somme des déformations correspond bien à la longueur totale, à une erreur près que l'on est prêt à accepter. Si c'est le cas, les valeurs trouvées sont correctes et on peut calculer les sorties z_A , z_B , σ , ε_A et ε_B . Si ce n'est pas le cas, un autre choix est fait pour σ par dichotomie et on calcule à nouveau les forces thermodynamiques pour fermer la boucle.

Les fonctions de cinétiques pour les fonctions $z_A = f(\pi_A^f)$ et $z_B = f(\pi_B^f)$ ont été choisies correspondant au modèle quasi-statique avec points mémoire du chapitre 2. Le

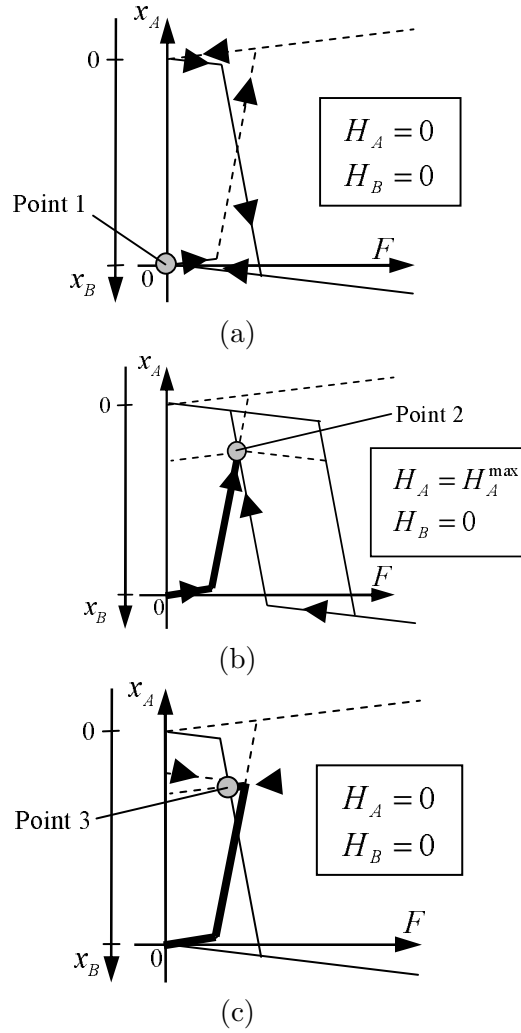


FIG. 3.16 – Résolution graphique du comportement quasi-statique d'un actionneur Push-Pull. Les deux variables x_A et x_B sont représentées sur deux axes séparés en fonction de la contrainte : (a) pour des champs magnétiques nuls, (b) pour un champ magnétique appliqué dans l'AMFM_A, (c) pour des champs magnétiques à nouveau nuls.

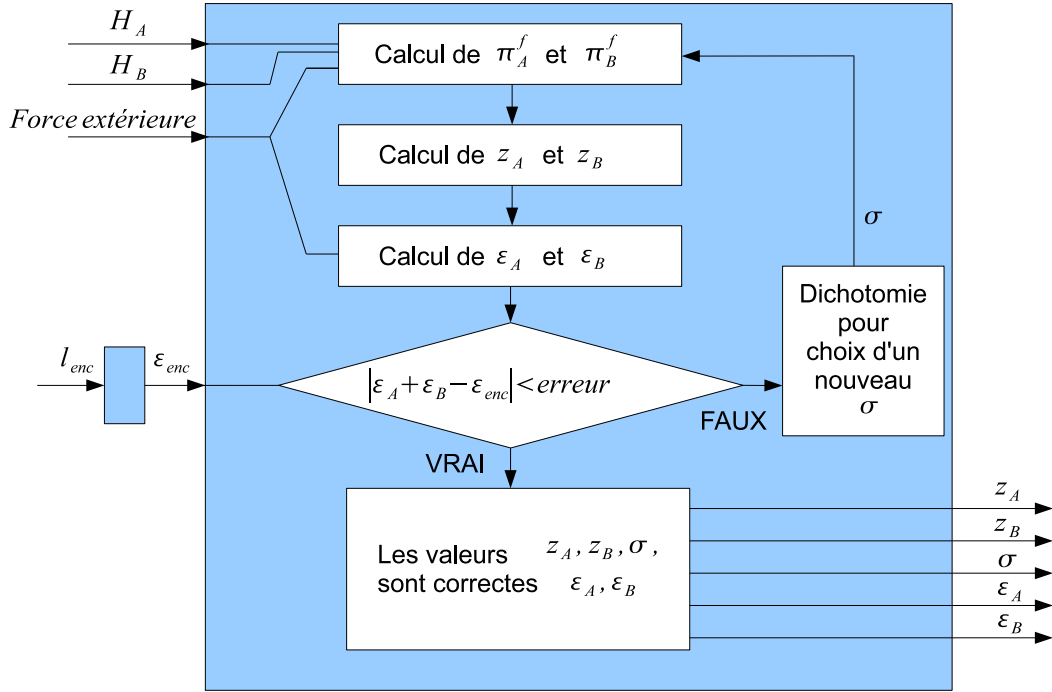


FIG. 3.17 – Algorithme de calcul pour les simulations numériques de l'actionneur push-pull.

modèle pris en compte ici est donc plus complet que le modèle simplifié de la partie précédente qui était utilisé pour faciliter la compréhension des phénomènes mis en jeu.

Résultats de simulation

Nous étudions tout d'abord le comportement en simulation qui correspond à la mise en place des échantillons dans l'actionneur. Les deux échantillons d'AMFM sont initialement complètement monovariants et étendus dans l'axe d'actionnement ($z_1 = z_2 = 1$), la variable ε_{enc} est égale à deux fois γ , ce qui correspond à une contrainte nulle. Ensuite on diminue la longueur totale de manière à venir comprimer l'ensemble jusqu'à la valeur optimale trouvée dans la partie 3.4.3, c'est-à-dire $\varepsilon_{enc} = \gamma$.

Des champs magnétiques variables dans les deux échantillons d'AMFM sont ensuite appliqués afin de simuler l'actionneur en fonctionnement sans charge (force extérieure nulle).

La figure 3.18 présente les entrées H_A , H_B et ε_{enc} . Les valeurs des fractions volumiques de martensite z_A , z_B , les déformations ε_A , ε_B , ainsi que la contrainte σ résultant de la simulation, sont représentées sur la même figure.

Les principaux effets sont bien pris en compte, notamment :

- la diminution de la longueur totale engendre bien un réarrangement identique dans les deux échantillons d'AMFM ;

- durant cette phase, un seuil de contrainte est à vaincre, puis la contrainte diminue progressivement (correspondant à une augmentation de la compression) ;
- l'application d'un champ magnétique permet d'obtenir un réarrangement dans les deux AMFMs et engendre une augmentation de la compression ;
- lorsque le champ magnétique diminue, un réarrangement inverse s'opère uniquement dans l'échantillon où a été appliqué ce champ magnétique, et la compression diminue ;
- une partie du réarrangement est directement liée à la valeur du champ magnétique dans l'AMFM.

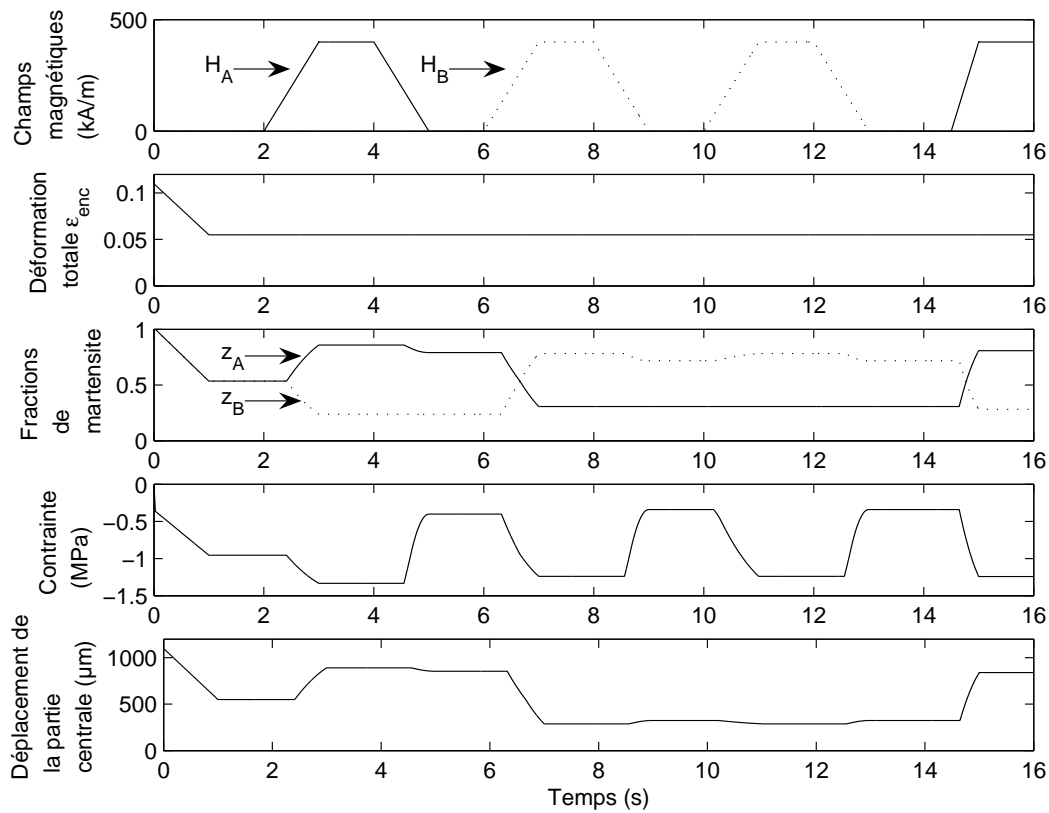


FIG. 3.18 – Résultats de simulation numérique de l'actionneur push-pull : influence de la longueur totale et des champs magnétiques.

Influence d'un effort extérieur sur le comportement de l'actionneur

Lorsque aucun effort n'est appliqué sur la partie mobile, les contraintes dans les deux échantillons sont identiques (nous sommes toujours en régime quasi-statique). Lorsqu'un effort extérieur est appliqué sur la partie mobile, une contrainte augmente et l'autre

diminue : une dissymétrie apparaît alors entre les variables z_A et z_B . La figure 3.19 montre l'effet d'un effort extérieur sur des résultats de simulations (l'effort est représenté sous forme de pression en Pa pour pouvoir être comparé à la contrainte dans le matériau). Cet effort est tout d'abord nul, puis augmente jusqu'à 0,5 MPa, puis à 1 MPa.

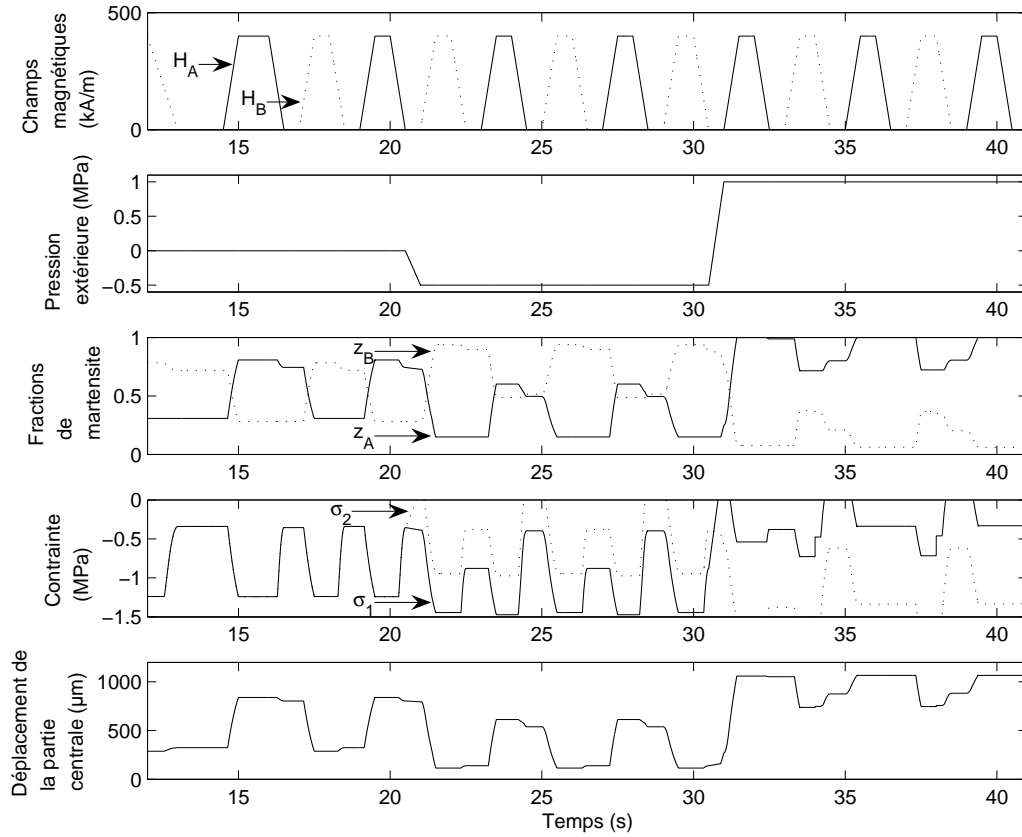


FIG. 3.19 – Résultats de simulation numérique de l'actionneur push-pull : influence de la force extérieure.

3.4.6 Résultats expérimentaux

Notons bien que le modèle est quasi-statique et que l'évolution temporelle ne sera valide expérimentalement que si les évolutions des entrées sont relativement lentes.

Des résultats expérimentaux sont montrés sur la figure 3.20. Le déplacement est mesuré à l'aide d'un capteur laser.

La figure 3.21 présente d'autres résultats expérimentaux. Le courant dans le circuit A est toujours nul, sauf au démarrage du cycle où une initialisation est effectuée. Le courant est appliqué sous la forme d'une succession d'échelons, tel que le courant passe

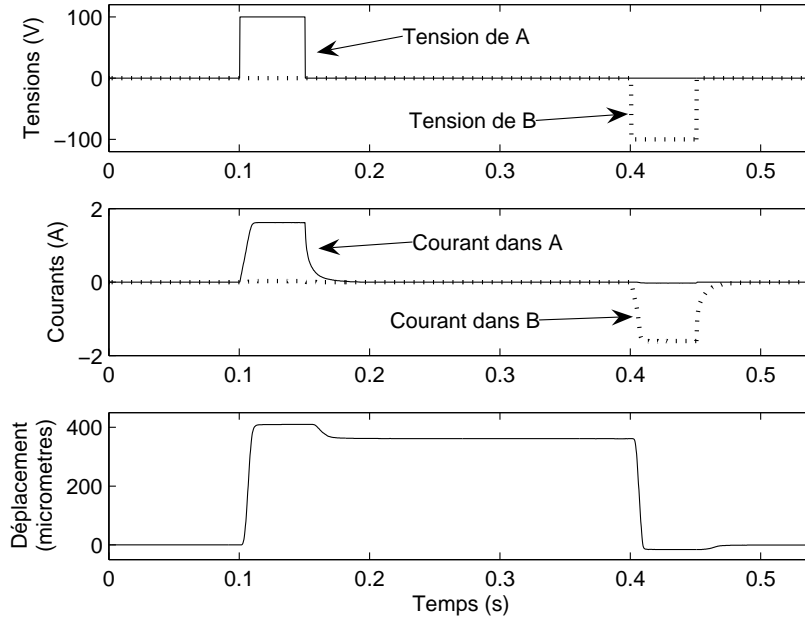


FIG. 3.20 – Résultats expérimentaux sur l'actionneur Push-Pull : tensions appliquées, courants et déplacement de la partie mobile, mesurés.

d'une valeur nulle à une valeur maximale, puis à une valeur nulle, puis à une autre valeur maximale, etc. La valeur maximale augmente d'un petit incrément à chaque cycle. Ce test permet de montrer qu'une commande par impulsion est envisageable pour obtenir des déplacements avec une résolution de l'ordre du micromètre. Pour obtenir une meilleure résolution, on peut utiliser les *déplacements réversibles* en maintenant un courant non-nul, avec une technique d'asservissement traditionnelle.

Une commande qui combine ces deux effets est alors proche des systèmes de commande macro-micro, où un asservissement en position basse résolution mais grand déplacement (macro) est effectué avec une commande par impulsions de courant et où une commande haute résolution mais faible déplacement (micro) est effectuée avec un asservissement du *déplacement réversible*. Ce type de commande a déjà été expérimenté à plusieurs reprises au sein du LAB, notamment pour les systèmes à base d'actionneurs piézoélectriques, avec une commande de type stick-slip et une commande en sous-pas [Rak06], et pour un dispositif magnétique de micromanipulation par poussée [Gau02]. Une importante différence entre le système développé dans cette partie et ces deux systèmes est que la commande macro-micro agit directement sur le matériau, c'est-à-dire que la grandeur commandée est la déformation du matériau. Alors que dans les autres systèmes, la grandeur commandée est le déplacement d'une pièce indéformable qui est mue par un matériau actif ou un actionneur plus traditionnel.

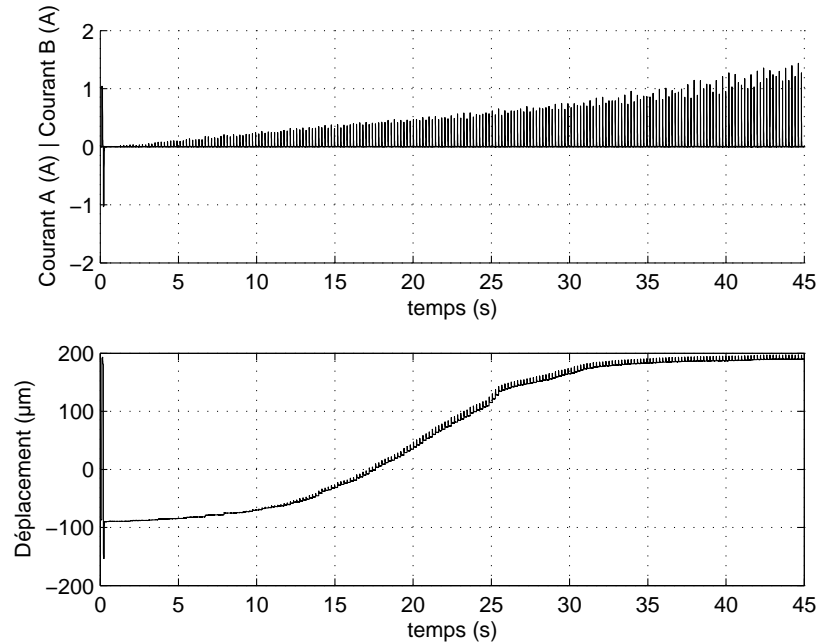


FIG. 3.21 – Résultats expérimentaux sur l'actionneur Push-Pull.

L'influence d'un effort extérieur n'a pas pu être mis en évidence expérimentalement car la conception du prototype ne permet pas d'appliquer un effort extérieur dans l'axe de déplacement de la partie mobile. Dans un actionneur à base d'AMFM classique avec ressort : le même champ magnétique amènera à une valeur différente de plage de déplacement en fonction de la charge à déplacer. Des utilisations sont possibles de l'actionneur Push-Pull dans un actionnement vertical où l'on souhaite obtenir une même plage de déplacement quel que soit le poids de l'objet posé sur la partie mobile de l'actionneur.

3.5 Quelques idées d'utilisation, notamment en microrobotique

3.5.1 Bloqueur intégré sur palette

Les caractères combinés de forte hystérésis et d'alimentation possible sans contact peuvent être mis à profit dans la réalisation d'un système de blocage embarqué sur une palette mobile dans un système automatisé. En effet, l'alimentation sans fil permet de garder une parfaite isolation mécanique des palettes, et l'effet mémoire de forme de ces alliages permet de conserver l'application d'une force sur un objet alors que le champ n'est plus appliqué.

Contrainte résiduelle

Un banc d'essai a été mis en place afin de mesurer les contraintes exercées lorsqu'un échantillon d'AMFM est bloqué en position. Le schéma 3.22 montre le principe de ce banc d'essai. Le capteur de force à notre disposition contient des éléments en matériau ferromagnétique, un levier est donc utilisé de manière à éloigner le capteur du circuit magnétique V2, créateur de champ magnétique. Un réglage du point d'appui du levier permet de s'assurer que l'échantillon d'AMFM est bien bloqué à la position voulue ($z = 0$). La vue correspond à une vue de dessus, l'actionnement se faisant à l'horizontal afin d'éviter les effets des poids des différentes parties mobiles.

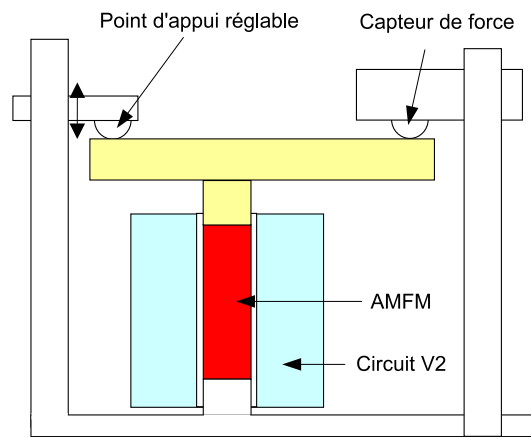


FIG. 3.22 – Représentation du banc d'essai pour les mesures d'effort.

Un courant est appliqué au bobinage du circuit magnétique et la force est mesurée à deux instants : le premier au moment où le courant a atteint son maximum et le deuxième au moment où le courant est revenu à zéro. La figure 3.23 montre les valeurs des efforts (ramenés en contraintes de compression exercées sur l'AMFM) pour différentes valeurs d'amplitude du courant. Des contraintes maximales de l'ordre de 1,3 MPa sont obtenues avec des contraintes résiduelles de l'ordre de 0,8 MPa avec un courant de 1,8 A. En dessous de 0,35 A, quasiment aucune force n'est générée.

La correspondance avec le champ magnétique au sein de l'AMFM n'est pas faite car le champ dans le circuit V2 dépend fortement de l'état du matériau (contrairement au circuit V1) et ne peut pas être mesuré. Une telle correspondance ne peut se faire qu'en utilisant un modèle du circuit magnétique.

Concept de bloqueur intégré sur palette

Dans les systèmes automatisés traditionnels, des palettes de transport sont souvent utilisées. Ces palettes peuvent être équipées de systèmes de serrage afin de maintenir des pièces en position. Dans un but de miniaturisation, il peut être utile de trouver des systèmes de serrage intégrés en utilisant des matériaux actifs. Le plus commode serait un système qui conserve un effort sans être alimenté électriquement, car un lien

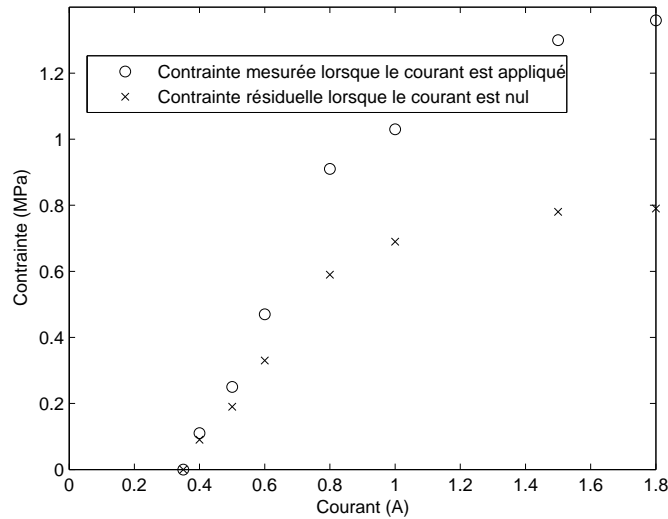


FIG. 3.23 – Contrainte maximale lorsque le courant est appliqué et contrainte résiduelle après annulation du courant pour différentes valeurs maximales de courant.

permanent de type fil électrique, entre la palette et le système extérieur, reste gênant pour le déplacement de celle-ci. De plus, le mieux serait également que les phases de blocage et de libération des objets se fassent sans lien mécanique et que l'apport d'énergie soit sans fil. À la vue des caractéristiques de mémoire des AMFMs, ils rentrent dans le premier cas, et à la vue des caractéristiques magnétiques, ils rentrent dans le deuxième cas.

Nous proposons donc un système de blocage et de libération de pièces au sein d'une palette mobile en embarquant un morceau d'AMFM sur la palette qui sera activé par l'intermédiaire d'un champ magnétique créé à partir de l'extérieur. Un démonstrateur expérimental de cette palette a été réalisé afin de valider le concept. L'échantillon d'AMFM, ainsi que l'objet à maintenir en position, sont placés dans une rainure dont la longueur est réglable par un système de vis en matière plastique.

Utilisation d'aimants permanents pour activer le bloqueur

L'utilisation d'aimants permanents peut permettre d'actionner l'AMFM contenu dans la palette à la place d'un circuit magnétique. En plaçant, aux endroits appropriés, des aimants permanents le long du trajet de la palette dans le système automatisé, il est possible de bloquer ou débloquer un objet sur la palette. Cependant, l'utilisation d'aimants permanents engendre un problème majeur qui est que le champ créé par un aimant est non-uniforme et donc des gradients de champ importants autour de l'aimant existent. L'AMFM étant activé traditionnellement dans un champ uniforme, le fait que des gradients existent engendre des forces supplémentaires qu'il faut prendre en compte. Ces forces peuvent être mises à profit afin de faciliter le réarrangement en s'ajoutant aux forces traditionnelles. Deux exemples de configuration sont présentés sur la figure

3.24. Dans la première configuration, le champ magnétique est vertical et un effort, dû au gradient de champ, a tendance à comprimer le matériau dans cette même direction : les deux effets s'ajoutent. Dans la deuxième configuration, le champ est majoritairement horizontal, et un gradient de champ a tendance à comprimer le matériau dans cette même direction : là aussi les effets s'ajoutent pour obtenir un réarrangement opposé au précédent.

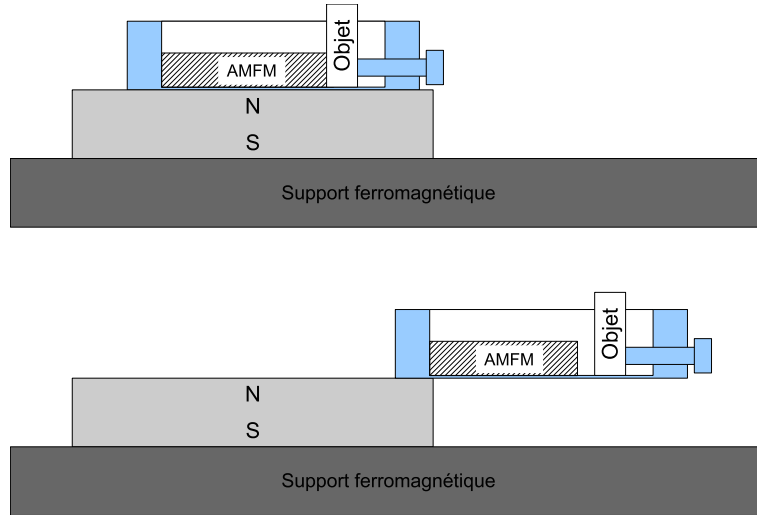


FIG. 3.24 – Exemples de configurations utilisables pour l'actionnement du bloqueur intégré par aimants permanents : blocage de l'objet (en haut) ; libération de l'objet (en bas).

3.5.2 Système quart de tour

Un démonstrateur original a été développé, permettant de montrer les effets combinés de l'anisotropie magnétique du matériau et de son irréversibilité mécanique. La figure 3.25 détaille le fonctionnement de ce système. Un aimant permanent dont les pôles sont représentés par les lettres N et S crée un champ magnétique non-uniforme. L'AMFM, représenté par un carré, est composé d'une seule variante de martensite. Une flèche indique l'axe de facile aimantation correspondant à l'axe court de la martensite considérée. Un poussoir mécanique permet d'exercer un effort de compression dans une direction horizontale. (a) Initialement, l'AMFM a son axe de facile aimantation vertical. (b) Un effort de compression est appliqué sur le matériau. (c) Un réarrangement s'opère dans l'AMFM, l'axe de facile aimantation est alors dans la direction de la contrainte. (d) Le poussoir se retire de manière à libérer l'AMFM. (e) Un couple d'origine magnétique agit de manière à ramener l'axe de facile aimantation de l'AMFM dans l'axe du champ magnétique de l'aimant. Cela engendre simplement une rotation de l'échantillon. L'AMFM a effectué un quart de tour et se retrouve dans la position initiale (a).

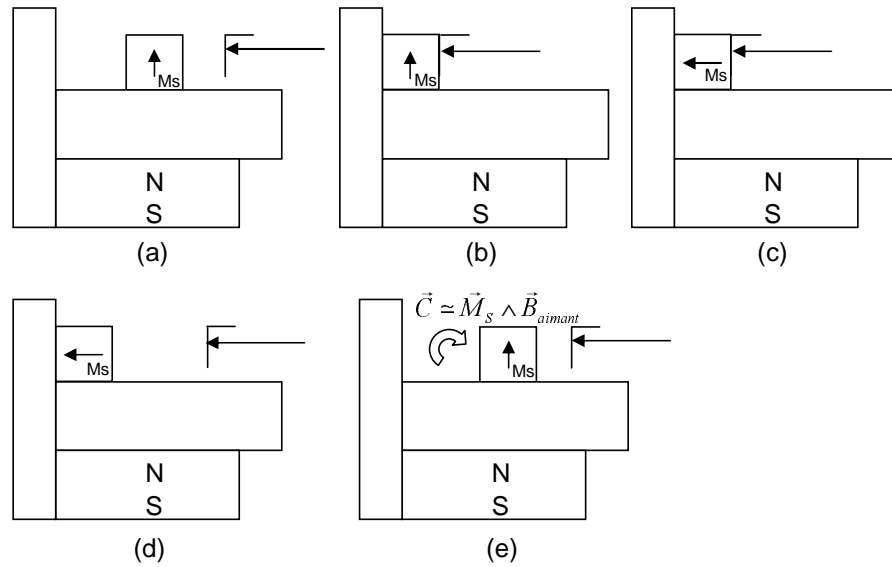
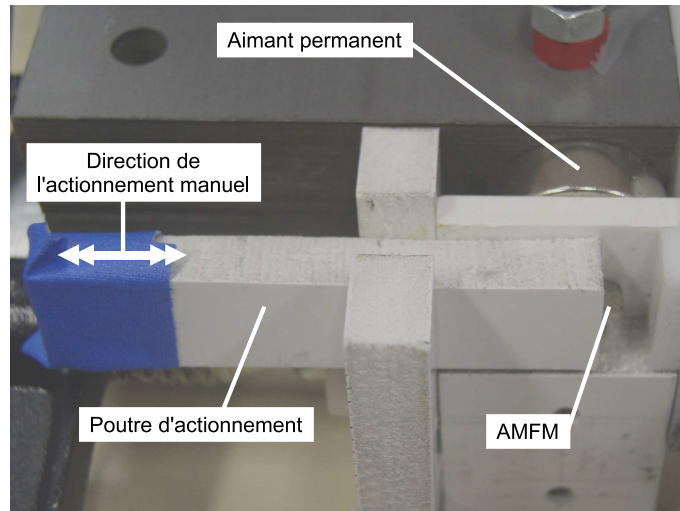


FIG. 3.25 – Principe de fonctionnement du système quart de tour.

Un prototype de démonstration est présenté sur la photographie 3.26. L'effort est fourni manuellement à l'AMFM via une poutre en matériau non-ferromagnétique.

FIG. 3.26 – Photographie du prototype de démonstration *Système quart de tour*.

Ce système n'est pas très utile sous cette forme, mais laisse entrevoir une extension intéressante. En effet, si la contrainte extérieure est remplacée par un champ magnétique, un moteur rotatif peut être créé. En appliquant une impulsion de champ magnétique, l'axe du moteur (fixé sur l'AMFM) se déplace d'un quart de tour. Dans cette application,

la grande déformation du matériau n'est pas utilisée, mais seule l'irréversibilité due au réarrangement martensitique est mise à profit.

3.5.3 Système de transport par effet stick-slip

La rapidité d'un actionneur, combinée à des grands déplacements, permet d'obtenir des accélérations importantes. Une application essentielle de ces accélérations concerne la mise en place de systèmes de déplacement stick-slip où le phénomène de glissement nécessite de générer des accélérations suffisantes. Les matériaux piézo-électriques sont massivement positionnés sur ce domaine (cf. [Bre98] et [KN]). Contrairement aux matériaux piézo-électriques, les AMFMs ont des déformations beaucoup plus importantes, les pas effectués par l'objet à chaque cycle peuvent donc être plus grands. Par contre, la fréquence des cycles est plus faible. Les AMFMs permettent donc d'envisager des applications où des pas plus grands seraient souhaitables, sachant qu'il est possible également d'asservir la position entre deux pas d'une manière traditionnelle.

Des tests ont été réalisés avec le prototype Push-Pull et une masse de 200 grammes posée sur la partie mobile. La figure 3.27 montre le déplacement de la partie mobile, mesuré par capteur laser, obtenu avec un mode d'alimentation en dents de scie : le déplacement de chaque pas fait environ 400 μm . La figure 3.28 montre le déplacement obtenu de la masse, mesuré par capteur laser. Le déplacement moyen lors d'un cycle est ici d'environ 250 μm . L'accélération est donc suffisante pour obtenir un phénomène de stick-slip sur un objet macroscopique. Notons la pointe de vitesse de la partie mobile qui est de l'ordre de 330 mm/s, cette valeur a déjà été mesurée expérimentalement à 1,3 m/s avec un matériau AMFM dans [Suo04c].

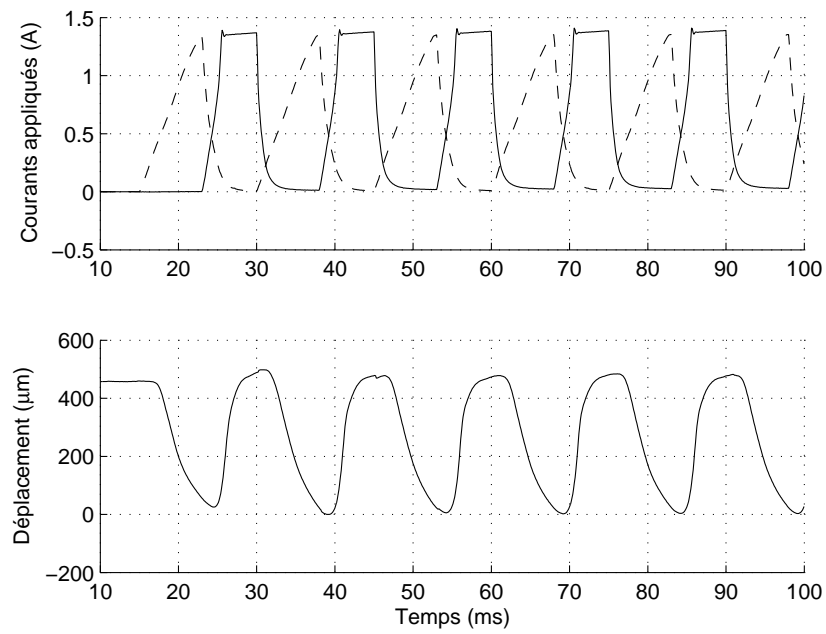


FIG. 3.27 – Mode stick-slip : courants mesurés dans les bobinages et déplacement de la partie mobile.

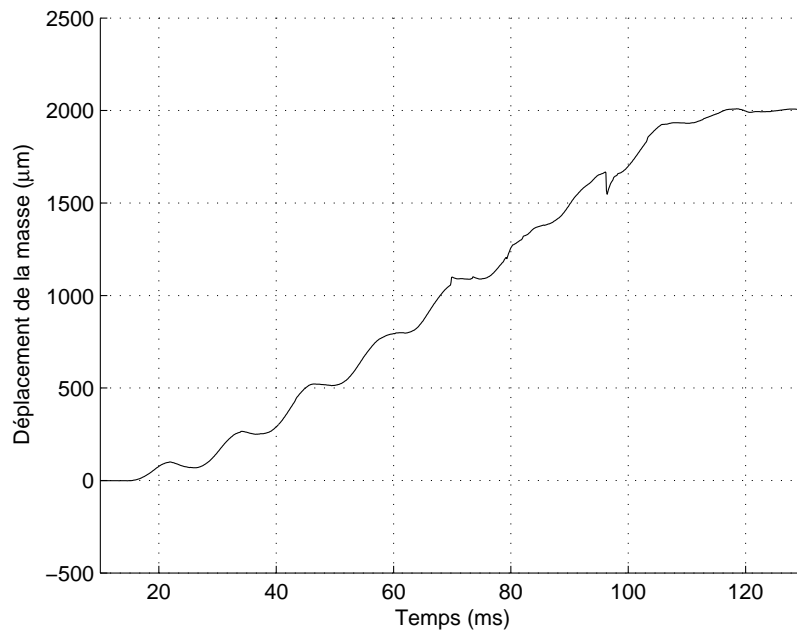


FIG. 3.28 – Mode stick-slip : déplacement de la masse.

Chapitre 4

Modélisation dynamique

Dans ce chapitre, une modélisation dynamique est mise en place prenant en compte les comportements du circuit magnétique, de l'AMFM et de la charge mécanique. Les formalismes de Lagrange et Hamilton sont utilisés dans le but d'obtenir une modélisation de l'actionneur de type énergétique cohérente avec la modélisation thermodynamique de l'AMFM. Une identification et une validation expérimentale du modèle sont ensuite présentées, suivies d'une discussion concernant les différentes énergies mises en jeu et le rendement du système.

4.1 Introduction

4.1.1 Dynamique des AMFMs et des AMFs

Avant d'étudier les spécificités des AMFMs, revenons un instant sur les actionneurs à base d'AMF classique. La figure 4.1 représente d'une manière simplifiée, sous la forme de schéma-blocs, le comportement dynamique d'un actionneur à base d'AMF. Prendre en compte la dynamique d'un système à base d'AMF revient principalement à étudier les dynamiques thermiques (constante de temps τ_{th}), car ce sont les constantes de temps les plus grandes de ce type de système. En effet, la dynamique de la charge mécanique (τ_m) à déplacer influence peu la dynamique totale du système. La charge mécanique est donc très souvent considérée statique (ou à réponse quasi-instantanée) dans les modèles, c'est-à-dire par une équation liant directement la contrainte à la déformation. Des modèles dynamiques tout à fait corrects peuvent ainsi être obtenus en considérant un modèle quasi-statique du comportement de l'AMF découplé avec la dynamique thermique. Notons cependant que la dynamique thermique est influencée par la transformation de phase, ce qui n'est pas rendu par la représentation sous forme de schéma-blocs.

En revanche, comme le montre la figure 4.2, la rapidité des AMFMs est telle que la charge mécanique peut avoir une constante de temps (τ_m) plus lente que les autres parties (τ_{rea} et τ_{mag}). La dynamique mécanique de cette charge doit alors être prise en compte dans le comportement de l'actionneur. La prise en compte de cette loi dynamique

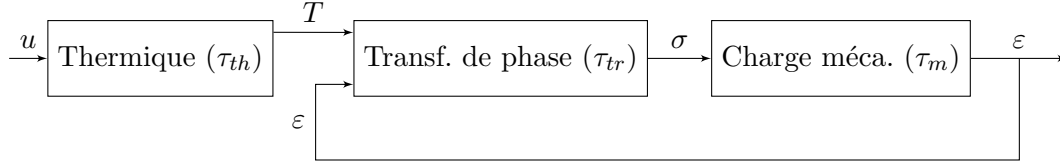


FIG. 4.1 – Représentation simplifiée d'un système à base d'AMF classique ($\tau_{tr} < \tau_m \ll \tau_{th}$).

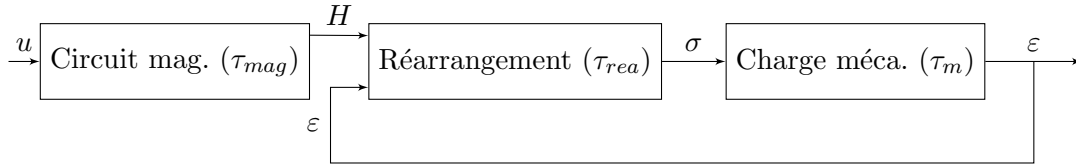


FIG. 4.2 – Représentation simplifiée d'un système à base d'AMFM ($\tau_{rea} < \tau_{mag} \ll \tau_m$).

lie alors la contrainte à la déformation par une équation dynamique. Ainsi, le comportement de l'actionneur utilisant un AMFM dans sa globalité ne peut plus être considéré comme quasi-statique. La modélisation du chapitre 2 reste cependant valable car le réarrangement martensitique, lui, peut être considéré comme quasi-statique bien que le comportement global du matériau (lien entre le champ magnétique, la magnétisation, la contrainte et la déformation) ne puisse pas l'être.

4.1.2 Pourquoi une approche mécatronique de la modélisation dynamique ?

De par la forte interaction entre la charge et le matériau, un découplage entre la dynamique de la charge et le comportement du matériau peut difficilement être réalisé dans une démarche de conception.

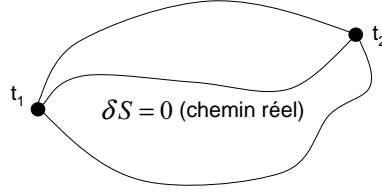
De plus, l'influence de la déformation sur l'évolution de la magnétisation et donc de l'inductance du circuit magnétique met en évidence un deuxième couplage fort entre la dynamique d'alimentation en champ magnétique et l'état du matériau. Ces deux interactions (circuit magnétique \leftrightarrow AMFM et AMFM \leftrightarrow charge) motivent alors une étude mécatronique de la dynamique de l'actionneur dans le sens où seule une étude globale du système peut rendre compte des performances et donc d'un dimensionnement et d'un contrôle corrects.

Afin de conserver une approche cohérente avec la modélisation quasi-statique du matériau, basée sur le formalisme énergétique de la thermodynamique des processus irréversibles à variables internes du chapitre 2, nous proposons de modéliser également les aspects dynamiques avec un formalisme énergétique. Pour ce faire, un cadre classique pour modéliser les effets dynamiques dans un formalisme énergétique est l'approche variationnelle basée sur le principe de Hamilton. Ces approches regroupent les formalismes de Lagrange et d'Hamilton qui sont présentés dans les parties suivantes.

Notons de plus, que la plupart des (si ce n'est *toutes les*) études dynamiques d'actionneurs à base d'AMFM proposées dans la littérature sont réalisées à partir d'une étude fréquentielle [Cou06] [Wan05] [Fai06]. Ces approches fournissent des indications sur les bandes passantes et permettent de concevoir des systèmes fonctionnant avec des consignes sinusoïdales. Cependant, les non-linéarités fortes des AMFMs sont très mal rendues par ce type d'approche, conçue pour l'étude des systèmes linéaires.

4.1.3 Le formalisme lagrangien

Le formalisme lagrangien est une technique de modélisation basée sur l'utilisation conjointe de fonctionnelles d'énergie et du principe de Hamilton [Lan86] [Gol80]. Ce principe postule que la variation d'une action \mathcal{S} entre deux instants sur un chemin réel est toujours nulle. Cette action est l'intégrale d'une fonction lagrangienne (ou lagrangien) $\mathcal{L}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}, t)$ entre deux instants t_1 et t_2 (voir la figure 4.3).



$$\mathcal{S} = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L} dt \Rightarrow \delta S = 0 \text{ sur un chemin réel} \quad (4.1)$$

FIG. 4.3 – Représentation d'une variation de l'action dans le principe de Hamilton.

Dans le cas des systèmes non-relativistes, la fonction lagrangienne correspond à la différence entre une co-énergie cinétique $\mathcal{T}^*(\dot{\mathbf{q}})$ et une énergie potentielle $\mathcal{V}(\mathbf{q})$ [Cra82] :

$$\mathcal{L}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) = \mathcal{T}^*(\dot{\mathbf{q}}) - \mathcal{V}(\mathbf{q}) \quad (4.2)$$

De plus, lorsque le système considéré est conservatif (correspondant à un système fermé et non dissipatif), l'application du principe de Hamilton et l'utilisation du calcul des variations permettent d'obtenir n équations de Lagrange :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) = 0 \quad i \in [1, n] \quad (4.3)$$

$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i}$ sont appelées les *forces généralisées* et $p_i = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i}$ sont les *impulsions généralisées* ou *quantités de mouvement*.

Ce formalisme peut être étendu aux systèmes non conservatifs (systèmes ouverts et dissipatifs) incluant des contraintes cinématiques en utilisant des *fonctions lagrangiennes augmentées* \mathcal{L}' ainsi que des techniques de multiplicateurs de Lagrange :

- Les forces généralisées extérieures $\mathbf{f}_{ext}(\mathbf{q}, t)$ sont prises en compte dans la variation de \mathcal{L}' en ajoutant leurs travaux virtuels $\delta \mathcal{W}_{ext} = \mathbf{f}_{ext}(\mathbf{q}, t) \cdot \delta \mathbf{q}$;

- Les dissipations par frottements statiques et dynamiques sont prises en compte en ajoutant les variations d'énergie dissipée $\delta \mathcal{Q}_s(\mathbf{q})$ et $\delta \mathcal{Q}_v(\dot{\mathbf{q}})$. La dissipation par frottement visqueux $\mathcal{Q}_v(\dot{\mathbf{q}})$ peut être calculée à partir d'une fonction de dissipation de Rayleigh $\mathcal{R}(\dot{\mathbf{q}})$: $\mathcal{Q}_v(\dot{\mathbf{q}}) = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{R}(\dot{\mathbf{q}}) dt$;
- Les contraintes cinématiques *holonomes* $\mathbf{c}(\mathbf{q}) = 0$ peuvent être introduites par la technique des multiplicateurs de Lagrange en ajoutant le terme $-\lambda \cdot \delta \mathbf{c}(\mathbf{q})$ à la variation $\delta \mathcal{L}'$.

Cela se traduit ainsi par l'équation suivante :

$$\delta \mathcal{L}' = \delta \mathcal{L} + \mathbf{f}_{ext} \cdot \delta \mathbf{q} + \delta \mathcal{Q}_s + \delta \mathcal{Q}_v - \lambda \cdot \delta \mathbf{c} \quad (4.4)$$

Le principe de Hamilton utilisé sur $\delta \mathcal{L}'$ fournit alors les équations de Lagrange suivantes :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \dot{q}_i} + \frac{\partial \mathcal{Q}_s}{\partial q_i} + f_{ext,i} - \lambda_i \cdot \frac{\partial c_i}{\partial q_i} = 0 \quad (4.5)$$

Des détails supplémentaires concernant ces techniques de modélisation peuvent être trouvés dans [Cra82] en ce qui concerne les systèmes électriques et électromécaniques et dans [Pre06] et [Nog05] pour les systèmes mécatroniques et distribués.

4.1.4 Le formalisme de Hamilton

Le formalisme de Hamilton est une extension du formalisme de Lagrange qui se base sur l'utilisation d'une transformée de Legendre dans le but de substituer les variables $\dot{\mathbf{q}}$ dans le lagrangien $\mathcal{L}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}})$ par les impulsions généralisées $\mathbf{p} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\mathbf{q}}}$ en construisant une nouvelle fonctionnelle d'énergie appelée *fonction hamiltonienne* ou *hamiltonien* $\mathcal{H}(\mathbf{q}, \mathbf{p})$:

$$\mathcal{H}(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \mathbf{p} \cdot \dot{\mathbf{q}} - \mathcal{L}(\mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}) \quad (4.6)$$

Dans le cas des systèmes non relativistes, la fonction hamiltonienne correspond à l'énergie totale, exprimée avec les coordonnées \mathbf{q} et les impulsions généralisées \mathbf{p} à la place des coordonnées \mathbf{q} et des vitesses $\dot{\mathbf{q}}$:

$$\mathcal{H}(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \mathcal{T}(\mathbf{p}) + \mathcal{V}(\mathbf{q}) \quad (4.7)$$

Les n équations de Lagrange du second ordre sont alors transformées en $2n$ équations de Hamilton du premier ordre :

$$\begin{cases} \dot{q}_i = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i} \\ \dot{p}_i = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \end{cases} \quad i \in [1, n] \quad (4.8)$$

Le concept de fonction lagrangienne augmentée pour un système contrôlé, dissipatif et avec des contraintes cinématiques, peut également s'appliquer aux fonctions hamiltoniennes. Les équations de Hamilton deviennent alors :

$$\begin{cases} \dot{q}_i = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i} \\ \dot{p}_i = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} - \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \dot{q}_i} + \frac{\partial \mathcal{Q}_s}{\partial q_i} + f_{ext,i} - \lambda_i \cdot \frac{\partial c_i}{\partial q_i} \end{cases} \quad (4.9)$$

Les techniques récentes de commande appelées *Port-Hamiltonian* utilisent ces équations sous une forme matricielle. Cela donne pour un système conservatif [dS00] :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} q_i \\ p_i \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{I} \\ -\mathbf{I} & \mathbf{0} \end{pmatrix}}_{\mathbf{J}} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \\ \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i} \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

L'extension à un système contrôlé dissipatif avec des contraintes cinématiques est également possible par l'intermédiaire de l'utilisation d'une matrice \mathbf{A} qui représente les contraintes cinématiques entre les coordonnées q_i , une matrice \mathbf{R} qui inclue les frottements visqueux et statiques ainsi qu'une matrice \mathbf{B} et une entrée de commande $\mathbf{u}(t)$ afin de prendre en compte les forces extérieures :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \mathbf{q} \\ \mathbf{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{I} \\ -\mathbf{I} & -\mathbf{R} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{q}} \\ \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{p}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{A} \end{pmatrix} \cdot \lambda + \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{B} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{u}(t) \quad (4.11)$$

4.2 Le système et sa modélisation hamiltonienne

Dans ce chapitre, nous développons le modèle dynamique d'un actionneur simple comprenant les principaux éléments qui sont un circuit magnétique pour créer un champ magnétique, un échantillon d'AMFM et une charge mécanique. Cette méthode est cependant établie dans un cadre assez général afin de pouvoir être étendue à tous les autres types d'actionneurs plus complexes à base d'AMFM.

Nous proposons de modéliser l'actionneur V2 à base d'AMFM représenté sur la figure 4.4 : un circuit magnétique, composé d'un bobinage électrique et d'un noyau ferromagnétique, permet de générer un champ magnétique dans l'entrefer où est inséré l'échantillon d'AMFM. Celui-ci est en contact mécanique avec, d'une part, le support fixe et, d'autre part, une charge mobile.

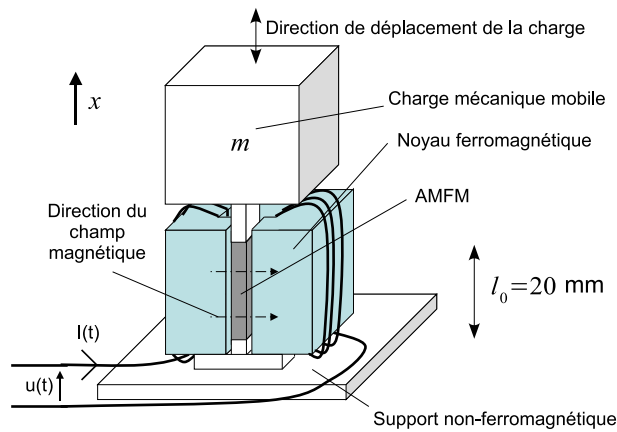


FIG. 4.4 – Schéma général du système modélisé.

4.3 Les différentes énergies mises en jeu

Nous établissons dans cette partie les énergies nécessaires à la modélisation. Les sous-systèmes (éléments) du système complet seront étudiés successivement (circuit magnétique, AMFM et charge entraînée). Dans chacun de ces éléments, nous expliciterons les coordonnées généralisées q_i , les impulsions généralisées p_i , le hamiltonien, la matrice de dissipation \mathbf{R} , ainsi que les contraintes cinématiques pour établir la matrice \mathbf{A} . Ces différentes énergies sont récapitulées sur la figure 4.5.

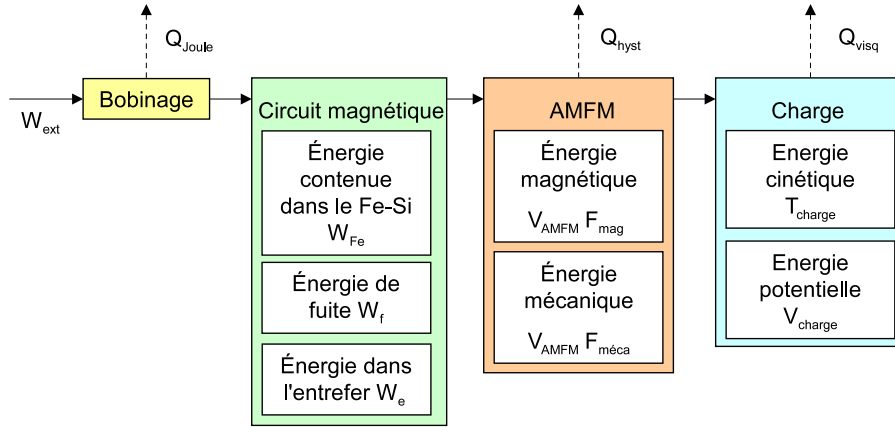


FIG. 4.5 – Les différentes énergies du système modélisé.

4.3.1 Énergies du circuit magnétique

La modélisation choisie pour le circuit magnétique est du type réseau d'inductances ; cette modélisation permet de prendre en compte les fuites magnétiques ainsi que la saturation du matériau ferromagnétique avec un calcul numérique réduit comparé aux méthodes plus précises telles que la méthode des éléments finis.

Choix des coordonnées

Nous avons choisi une notation *électrostatique* [Ham81] car elle permet de considérer la tension appliquée aux bornes du bobinage comme une force extérieure généralisée. Le circuit choisi est représenté sur la figure 4.6. Les inductances L_{fer} , L_f , L_e et L_{amfm} représentent respectivement les inductances du Fe-Si, des fuites, de l'entrefer et de l'AMFM. Remarquons dès à présent que les inductances L_{fer} et L ne sont pas constantes mais dépendent des comportements magnétiques non-linéaires du Fe-Si et de l'AMFM. Les variables choisies sont reportées dans le tableau 4.1.

Pour le bobinage, une forme globale est prise en compte avec la charge électrique q_c comme coordonnée généralisée q_1 et le courant I comme vitesse généralisée \dot{q}_1 , le flux ϕ étant l'impulsion généralisée p_1 . Pour le reste du circuit, une forme locale est utilisée avec les intégrales curvilignes $H_i \cdot l_i$ sur le chemin l_i pour les vitesses généralisées et les flux

	i	q_i	\dot{q}_i	p_i
Bobinage	1	charge q_c	I	ϕ
Fer	2	D_{fer}	$H_{fer} \cdot l_{fer}$	$B_{fer} \cdot S_{fer}$
Fuites	3	D_f	$H_f \cdot l_f$	$B_f \cdot S_f$
Entrefer	4	D_e	$H_e \cdot l_e$	$B_e \cdot S_e$
AMFM	5	D	$H \cdot l$	$B \cdot S$

TAB. 4.1 – Coordonnées, vitesses et impulsions généralisées utilisées dans la modélisation du circuit magnétique représenté sur la figure 4.6.

$B_i \cdot S_i$ à travers la surface S_i pour les impulsions généralisées. Les distances l_{fer} , l_f , l_e et l sont respectivement les longueurs moyennes des lignes de champ magnétique dans le Fe-Si, les fuites, l'entrefer et l'AMFM. La dissipation, causée par les pertes par effet Joule dues aux courants de Foucault dans le noyau, est négligée car le noyau ferromagnétique est constitué de tôles laminées en Fe-Si qui limite considérablement ces pertes.

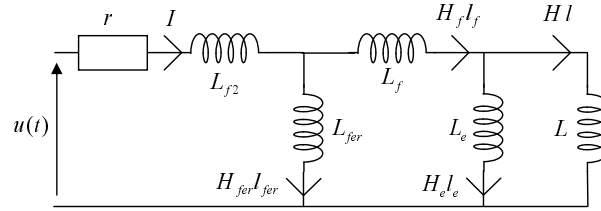


FIG. 4.6 – Modélisation du circuit magnétique sous forme de réseau d'inductances.

Potentiel de dissipation

Les pertes par effet Joule dans le bobinage sont prises en compte par le biais d'un potentiel de dissipation (fonction de Rayleigh \mathcal{R}_1). Avec r , la résistance du bobinage électrique, ce potentiel s'écrit :

$$\mathcal{R}_1 = \frac{1}{2} r \dot{q}_c^2 \quad (4.12)$$

Énergies magnétiques

Dans le volume V , l'énergie magnétique dépend des champs magnétiques B_i et donc des impulsions généralisées p_i :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = \mathcal{W}_{mag} &= \int_V \int_0^{B_i} H_i(b) db \cdot dV \\ &= \mathcal{W}_{f2} + \mathcal{W}_{fer} + \mathcal{W}_f + \mathcal{W}_e \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{W}_{f2}(\phi) &= \frac{\phi^2}{2L} \\
\mathcal{W}_{fer}(B_{fer}) &= V_{fer} \int_0^{B_{fer}} H_{fer}(b) db \\
\mathcal{W}_f(B_f) &= V_{fuites} \frac{1}{2\mu_0} B_f^2 \\
\mathcal{W}_e(B_e) &= V_{entrefer} \frac{1}{2\mu_0} B_e^2
\end{aligned} \tag{4.14}$$

L'expression de l'énergie contenue dans le Fe-Si \mathcal{W}_{fer} ne peut pas être simplifiée sans prendre en compte le comportement magnétique non-linéaire du Fe-Si. Un comportement du matériau de la forme *arctan* est utilisé dans les simulations. Notons de plus que le terme \mathcal{W}_{f2} a une valeur beaucoup plus faible que les trois autres.

Effort extérieur

Le seul effort extérieur appliqué au circuit magnétique correspond à la tension appliquée aux bornes du bobinage :

$$f_{ext} = u(t) \tag{4.15}$$

Contraintes cinématiques

Le théorème d'Ampère fournit des relations algébriques supplémentaires entre les variables, celles-ci correspondent à des contraintes cinématiques :

$$\begin{aligned}
Ni &= H_{fer} \cdot l_{fer} + H_f \cdot l_f \\
\stackrel{\int dt}{\implies} \quad c_1(q) &= D_{fer} + D_f - Nq_c \\
H_f \cdot l_f &= H_e \cdot l_e + H \cdot l \\
\stackrel{\int dt}{\implies} \quad c_2(q) &= D_f - D_e - D
\end{aligned} \tag{4.16}$$

4.3.2 Énergies de l'AMFM

Choix des coordonnées

	i	q_i	\dot{q}_i	p_i
AMFM	5	champ D	$H \cdot l_{amfm}$	$B \cdot S$
AMFM	6	fraction z	\dot{z}	p_z
AMFM	7	déformation ε	$\dot{\varepsilon}$	p_ε

TAB. 4.2 – Coordonnées, vitesses et impulsions généralisées utilisées dans la modélisation de l'AMFM.

Dans la modélisation quasi-statique du chapitre 2, les variables externes choisies pour exprimer le potentiel thermodynamique étaient les variables de commande, c'est-à-dire

le champ H_0 , la contrainte σ et la température T . La fonctionnelle d'énergie choisie fut alors la co-énergie libre de Gibbs. Dans cette modélisation hamiltonienne, les variables utilisées sont l'induction magnétique B (en raison du choix de notation *électrostatique*), la déformation ε (pour que les forces mécaniques correspondent à des forces généralisées) et la température T . Les variables choisies sont reportées dans le tableau 4.2.

Énergies de l'AMFM et Hamiltonien

D'après les coordonnées choisies, le potentiel thermodynamique à écrire est une énergie libre de Helmholtz \mathcal{F} . Cette dernière est ensuite à intégrer sur tout le volume de l'AMFM pour obtenir l'expression du hamiltonien. En raison de la taille de l'AMFM comparée à celle de la charge, l'influence de l'énergie potentielle de pesanteur de l'AMFM est négligeable dans le système complet et ce terme peut être négligé. Le hamiltonien correspondant à l'AMFM peut alors s'écrire :

$$\mathcal{H}_{amfm} = V_{amfm} \cdot \mathcal{F} + \frac{p_z^2}{2m_z} + \frac{p_\varepsilon^2}{2m_\varepsilon} \quad (4.17)$$

m_ε est un paramètre d'inertie correspondant à la variable ε . Il sera considéré dans le cas général, mais sera négligé lors des calculs numériques, car la masse de l'AMFM est négligeable devant celle de la charge. m_z est un paramètre inertiel relatif au réarrangement des variantes de martensite. Ce terme sera également négligé dans les calculs numériques car le processus de réarrangement des variantes a été montré comme quasiment instantané devant les autres phénomènes (électrique et mécanique).

D'après le chapitre 2, l'énergie libre de Helmholtz peut s'écrire de la manière suivante :

$$\mathcal{F} = \underbrace{\frac{E}{2}(\varepsilon - \gamma z)^2}_{\mathcal{F}_{meca}} + \underbrace{K_{12} \cdot z \cdot (1 - z)}_{\mathcal{F}_{int}} + \underbrace{\int_0^B H(b)db}_{\mathcal{F}_{mag}} \quad (4.18)$$

Énergie perdue en chaleur dans l'AMFM et potentiel de dissipation

La variable interne z a été introduite afin de modéliser la dissipation engendrée par le caractère hystérétique du matériau. L'inégalité de Clausius-Duhem s'exprime alors ainsi :

$$dD = \pi^{f*}(z, \dot{z}) \cdot \dot{z} \geq 0 \quad (4.19)$$

avec $\pi^{f*}(z, \dot{z})$, la force thermodynamique associée à z . Une expression simplifiée de cette force est choisie, correspondant à un comportement hystérétique sans boucles internes :

$$\pi^{f*}(z, \dot{z}) = \lambda_C \cdot \left[z + \frac{\text{sign}(\dot{z})}{2} - \frac{1}{2} \right] + \pi^{cr} \cdot \text{sign}(\dot{z}) \quad (4.20)$$

λ_C est un paramètre cinétique constant et π^{cr} correspond à la force critique de début de réarrangement. La puissance de dissipation \mathcal{P}_{hyst} peut alors être déduite :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{hyst} &= V_{amfm} \dot{\mathcal{D}} = V_{amfm} \cdot \pi^{f*}(z, \dot{z}) \cdot \dot{z} \\ &= V_{amfm} \left(\lambda_C \cdot \dot{z} \cdot \left[z + \frac{\text{sign}(\dot{z})}{2} - \frac{1}{2} \right] + \dot{z} \cdot \pi^{cr} \cdot \text{sign}(\dot{z}) \right)\end{aligned}\quad (4.21)$$

Comme reporté dans [dS00], on peut incorporer cette puissance de dissipation dans la modélisation *port-hamiltonian* en ajoutant le terme suivant dans la matrice de dissipation \mathbf{R} :

$$\left(\frac{\partial \mathcal{P}_{hyst}}{\partial \dot{z}} \right) / \dot{z} \quad (4.22)$$

4.3.3 Énergies de la charge entraînée

La charge mécanique est modélisée par une énergie cinétique ($\mathcal{T}_{charge} = \frac{1}{2m} p_x^2$ avec m la masse de la charge) et une énergie potentielle de pesanteur ($\mathcal{V}_{charge} = mgx$ avec g la constante de gravitation). Un potentiel de dissipation modélise les frottements de la charge dans l'air ($\mathcal{R}_2 = \frac{f}{2} \dot{x}^2$ avec f le coefficient de frottements visqueux). Comme reporté dans le tableau 4.3, la seule coordonnée généralisée choisie pour la charge est sa position x .

	i	q_i	\dot{q}_i	p_i
Charge mécanique	8	position x	\dot{x}	p_x

TAB. 4.3 – Coordonnée, vitesse et impulsion généralisées utilisés dans la modélisation de la charge.

De plus, la charge est fixée à l'AMFM, nous avons donc une relation liant ε à x , ce qui se traduit par la contrainte cinématique suivante :

$$l_0 \cdot \varepsilon = x \quad \Rightarrow \quad c_3(q) = x - l_0 \varepsilon \quad (4.23)$$

4.4 Écriture des équations de Hamilton

Le hamiltonien du système complet est déduit en sommant les énergies des différents sous-systèmes :

$$\begin{aligned}\mathcal{H} &= \frac{\phi^2}{2L_{L2}} + V_{Fe} \int_0^{B_{Fe}} H_{Fe}(b) db + V_f \frac{1}{2\mu_0} B_f^2 + V_e \frac{1}{2\mu_0} B_e^2 \\ &\quad + V_{AMFM} \cdot \left(\frac{E}{2} (\varepsilon - \gamma z)^2 + K_{12} \cdot z \cdot (1 - z) + \int_0^B H(b) db \right) \\ &\quad + \frac{p_z^2}{2m_z} + \frac{p_\varepsilon^2}{2m_\varepsilon} + \frac{1}{2m} p_x^2 + mgx\end{aligned}\quad (4.24)$$

Les vecteurs définis dans la représentation *port-hamiltonian* correspondent aux vecteurs des coordonnées généralisées \mathbf{q} , des impulsions généralisées \mathbf{p} et des multiplicateurs de Lagrange λ :

$$\mathbf{q}^T = [q_c, D_{fer}, D_f, D_e, D, z, \varepsilon, x] \quad (4.25)$$

$$\mathbf{p}^T = [\phi, B_{fer}S_{fer}, B_fS_f, B_eS_e, BS, p_z, p_\varepsilon, p_x] \quad (4.26)$$

$$\lambda^T = (\lambda_1 \quad \lambda_2 \quad \lambda_3) \quad (4.27)$$

Les matrices de dissipation \mathbf{R} , des contraintes cinématiques \mathbf{A} et des forces extérieures \mathbf{B} peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \left(\frac{\partial \mathcal{P}_{hyst}}{\partial \dot{z}}\right) / \dot{z} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & f \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

$$\mathbf{A}^T = \begin{pmatrix} -N & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -l_0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.29)$$

$$\mathbf{B}^T = (1 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0) \quad (4.30)$$

L'écriture des équations de Hamilton nous fournit 16 équations, 8 associées aux dérivées temporelles des coordonnées et 8 associées aux dérivées temporelles des impulsions. La première équation établit la définition de l'inductance L_{L2} :

$$L_{L2}\dot{q}_c = \phi \quad (4.31)$$

Les quatre équations suivantes correspondent aux définitions des champs magnétiques H_i ($i \in \{fer, f, e, \emptyset\}$) :

$$\dot{D}_i = l_i H_i \quad (4.32)$$

avec $i \in \{fer, f, e, \emptyset\}$.

Les trois équations de Hamilton suivantes sont les définitions des relations entre les impulsions et les vitesses :

$$p_{q_i} = m_{q_i} \dot{q}_i \quad (4.33)$$

avec $q_i \in \{z, \varepsilon, x\}$.

Les huit équations associées aux dérivées temporelles des impulsions peuvent être réécrites afin d'obtenir quatre équations de la physique (une loi des mailles sur les tensions électriques, deux lois de conservation du flux magnétique et une loi de la dynamique mécanique), une équation constitutive pour l'AMFM et les valeurs des trois multiplicateurs de Lagrange. Nous écrivons les équations en négligeant p_z , p_ε et ϕ comme nous l'avons précédemment justifié :

- équation électrique :

$$u = rI + N\dot{B}_{fer}S_{fer} ; \quad (4.34)$$

- équations de conservation du flux magnétique :

$$\begin{cases} \dot{B}_f S_f = \dot{B}_{fer} S_{fer} - \dot{B}_e S_e \\ \dot{B} S = \dot{B}_e S_e \end{cases} ; \quad (4.35)$$

- équation régissant la dynamique de la charge :

$$m\ddot{x} = -mg - f\dot{x} - S_0\sigma ; \quad (4.36)$$

- valeurs des multiplicateurs de Lagrange :

$$\begin{cases} \lambda_1 = \dot{B}_{fer} S_{fer} \\ \lambda_2 = -\dot{B}_e S_e \\ \lambda_3 = -S_0\sigma \end{cases} . \quad (4.37)$$

- équation de comportement quasi-statique de l'AMFM :

$$\begin{aligned} V_{AMFM}\pi^{f*}(z, \dot{z}) &= -V_{AMFM}\gamma z + V_{AMFM}K_{12}(1 - 2z) + \frac{\partial}{\partial z} (V_{AMFM}\mathcal{F}_{mag} + \mathcal{W}_{mag}) \\ \pi^{f*}(z, \dot{z}) &= -\gamma z + K_{12}(1 - 2z) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\int_0^M \mu_0 H_0 dm \right) ; \end{aligned} \quad (4.38)$$

Pour le calcul de la force thermodynamique d'origine magnétique, on a besoin des susceptibilités apparentes χ_a^0 et χ_t^0 qui sont déduites à partir des susceptibilités χ_a et χ_t du matériau et du coefficient de démagnétisation N_D (voir section B). Le coefficient de démagnétisation du circuit V2 est détaillé dans la partie C.5 de l'annexe C.

4.5 Identification des paramètres

Afin d'identifier les paramètres du modèle dynamique, des mesures et essais expérimentaux sont mis en œuvre.

4.5.1 Comportement du circuit magnétique

Les paramètres du circuit magnétique sont identifiés par deux essais. Le premier est une mesure du champ magnétique dans l'entrefer, lorsque l'AMFM a été enlevé, en fonction du courant appliqué dans le bobinage (voir fig. 4.7).

Le second test concerne la réponse dynamique du circuit magnétique sans l'échantillon d'AMFM (voir fig. 4.8). Un échelon de tension est appliqué aux bornes du bobinage (environ 100 V) et le courant est mesuré.

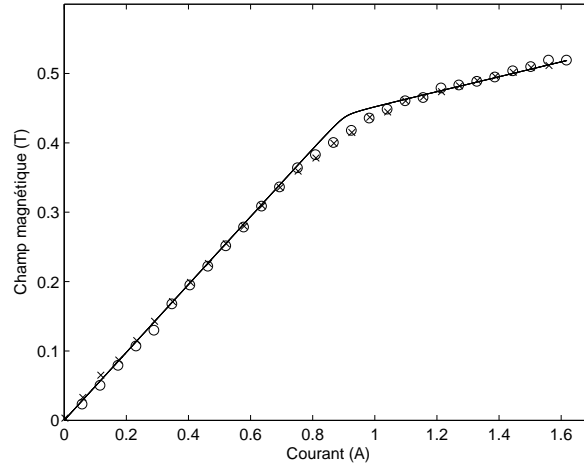


FIG. 4.7 – Résultats du premier test pour l'identification du modèle du circuit magnétique sans AMFM : mesure du champ magnétique en fonction du courant (simulation après identification : trait plein, résultats expérimentaux : point de type \circ lorsque le courant augmente et \times lorsque le courant diminue).

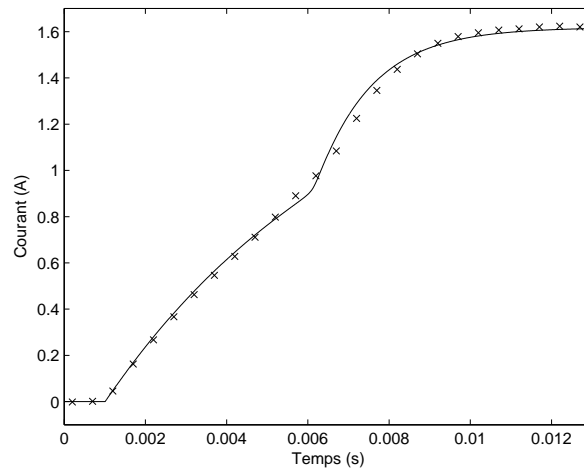


FIG. 4.8 – Résultats du premier test pour l'identification du modèle du circuit magnétique sans AMFM : évolution temporelle du courant lorsqu'un échelon de tension de 100 V est appliqué. (simulation après identification : trait plein, résultats expérimentaux : points).

4.5.2 Comportement quasi-statique de l'AMFM

Afin d'identifier les paramètres χ_a et χ_t , la réponse dynamique du circuit magnétique dans lequel est placé l'échantillon d'AMFM est étudiée. Un échelon de tension est appliqué aux bornes du bobinage (100 V) et le courant est mesuré. Dans une première phase, l'échantillon d'AMFM est bloqué dans le but de maintenir la fraction volumique de martensite à $z = 0$. Dans un second test, l'échantillon d'AMFM est laissé libre de contrainte et préparé à $z = 1$. La figure 4.9 montre les résultats obtenus et la comparaison avec les résultats de simulation utilisant les paramètres identifiés. Le changement de la réponse en fonction de la valeur de z peut être exploité dans des applications d'auto-détection comme cela est expliqué dans la partie 3.3.3.

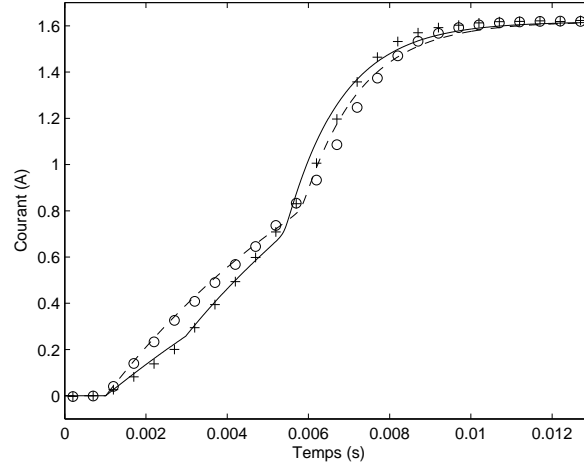


FIG. 4.9 – Possibilités d'auto-détection : évolution temporelle du courant lorsque le bobinage est soumis à échelon de tension avec $z = 1$ (simulation après identification : trait plein, résultats expérimentaux : croix) et avec $z = 0$ (simulation après identification : traits pointillés, résultats expérimentaux : cercles).

Un essai mécanique de compression est réalisé pour identifier les paramètres mécaniques de l'AMFM. Sur la figure 4.10 les résultats expérimentaux et la modélisation sont comparés sur des courbes contrainte-déformation avec et sans champ magnétique (0 et 600 kA/m).

4.5.3 Comportement de la charge

Le paramètre f est identifié grâce à une mesure de réponse dynamique (voir fig. 4.15). La masse est mesurée à l'aide d'une balance de précision. Le tableau 4.4 résume les valeurs des paramètres identifiés.

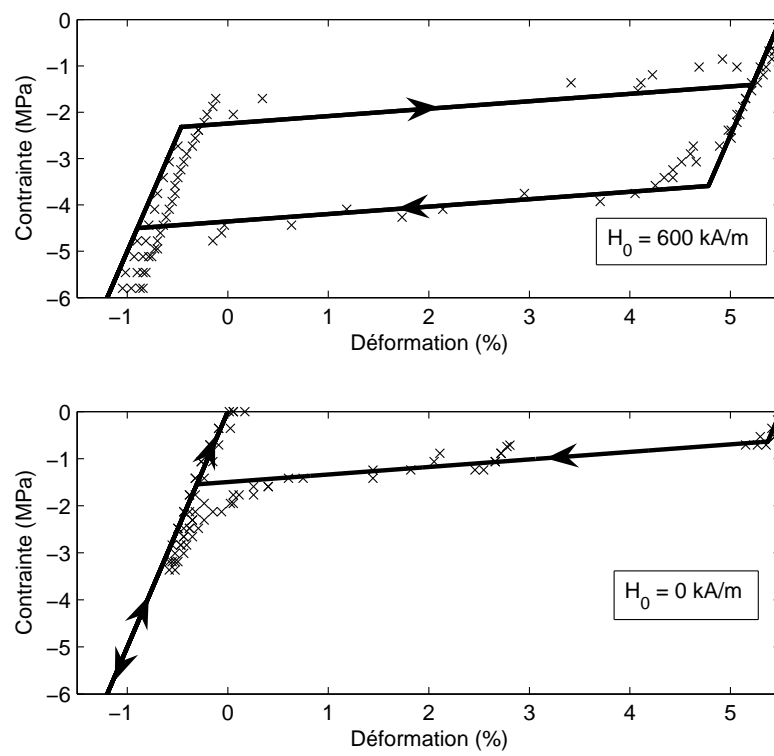


FIG. 4.10 – Courbes contrainte-déformation expérimentales (croix) et modélisées (traits pleins) avec et sans champ magnétique appliqué, obtenues par incréments de contrainte.

Mesuré	$l_e = 0,65 \text{ mm}$ $l_{AMFM} = 3,2 \text{ mm}$ $m_{grav} = 1,44 \text{ kg}$ $m_{inertia} = 2,32 \text{ kg}$ $S = 5 \times 20 \text{ mm}^2$ $S_e = S$ $r = 61,8 \text{ } \Omega$ $N = 1500 \text{ tours}$ $l_0 = 20 \text{ mm}$
Identifié avec fig. 4.7 et fig. 4.8	$S_{fer} = 5 \times 23 \text{ mm}^2$ $S_f = 30 \times S$ $l_f = 27 \text{ mm}$ $l_{fer} = 3 \text{ mm}$
Identifié avec fig. 4.9	$\chi_t = 1$ $\chi_a = 40$
Identifié avec fig. 4.10	$\gamma = 0,055$ $\lambda = 120000 \text{ J/m}^3$ $\pi_{cr} = 0 \text{ J/m}^3$ $K_{12} = 35000 \text{ J/m}^3$ $\mu_0 M_s = 0,65 \text{ T}$ $E = 500 \text{ MPa}$
Identifié avec des mesures dynamiques	$f = 110$
Paramètres du Fe-Si	$\chi_{Fe} = 7700$ $\mu_0 M_{Fe}^{sat} = 2,03 \text{ T}$

TAB. 4.4 – Valeurs des paramètres identifiés.

4.6 Comparaison entre les simulations et les résultats expérimentaux

4.6.1 Mise en place du simulateur numérique

Des simulations numériques ont été réalisées à l'aide de Matlab Simulink[®]. Le schéma 4.11 présente l'implantation générale sous forme de schéma-blocs.

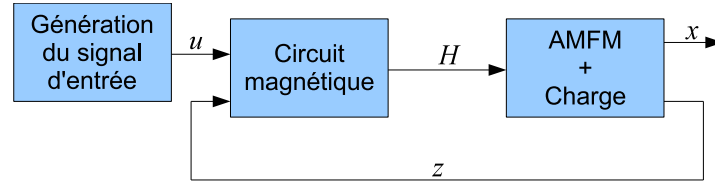


FIG. 4.11 – Schéma-bloc implanté dans le logiciel Simulink afin de simuler le comportement dynamique de l'actionneur.

Deux blocs séparés sont mis en place pour la simulation du circuit magnétique d'une part et de l'AMFM avec sa charge d'autre part. Le circuit magnétique est implanté sous la forme de schéma-blocs représenté sur la figure 4.12. Les entrées du sous-système sont la tension u et la fraction volumique de martensite z . Le champ magnétique H est calculé puis utilisé comme entrée dans le deuxième sous-système.

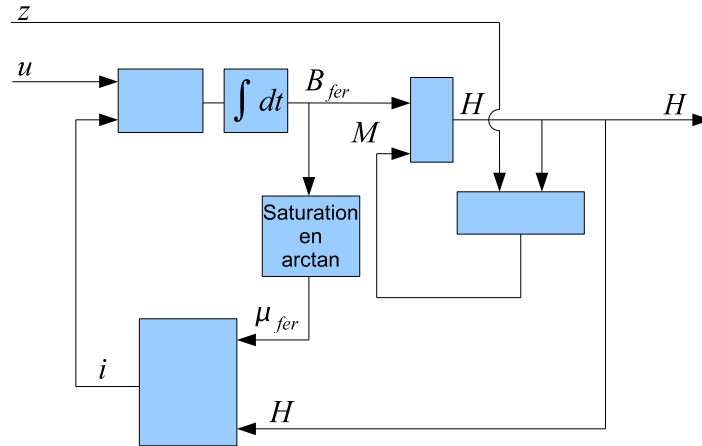


FIG. 4.12 – Schéma-bloc implanté dans le logiciel Simulink afin de simuler le comportement dynamique du circuit magnétique.

Le bloc *AMFM + charge* de la figure 4.11 est programmé en utilisant des S-fonctions¹ programmées en C afin d'améliorer le temps de calcul. Il utilise une méthode de

¹Les S-fonctions sont des fonctions programmées en langage classique, par exemple en C, implantables dans l'environnement Simulink de Matlab. Cela permet de coupler la programmation de fonctions complexes en langage informatique traditionnel et la simplicité de l'environnement sous forme de blocs de Simulink.

résolution identique à celle utilisée pour l'actionneur Push-Pull. La figure 4.13 présente l'algorithme contenu dans le bloc *AMFM + charge* : le test de la boucle se fait à l'aide de l'équation dynamique de la mécanique, les dérivées temporelles sont calculées à partir d'un schéma d'Euler sachant que les valeurs calculées au pas précédent sont mémorisées.

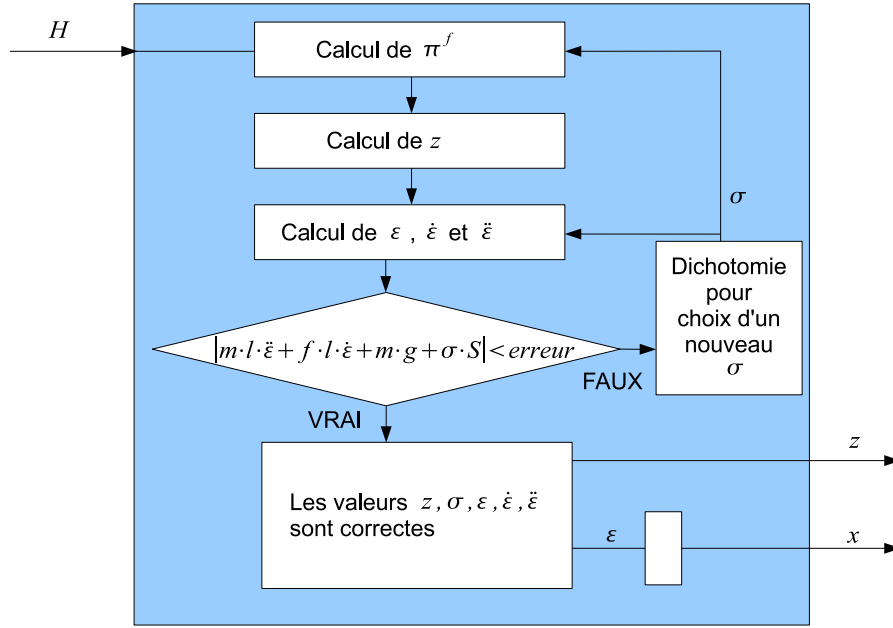


FIG. 4.13 – Algorithme de calcul contenu dans le schéma-bloc *AMFM*.

4.6.2 Résultats

Une rampe en tension suffisamment lente est appliquée en entrée du simulateur de manière à vérifier le comportement quasi-statique du modèle.

La figure 4.14 présente la tension, le courant et le déplacement résultant de la simulation ainsi que de résultats expérimentaux. Un déplacement maximal d'environ 550 μm pour un courant de 1 A est obtenu.

Un échelon de tension est appliqué pour étudier le comportement dynamique de l'actionneur. La figure 4.15 présente les mêmes quantités que précédemment, mais avec une plage temporelle réduite. Le déplacement maximal atteignable est, cette fois, d'environ 750 μm pour un courant de 1A.

Nous pouvons noter que les effets dynamiques combinés au comportement non-linéaire de l'AMFM permettent d'obtenir une déformation atteignable plus grande en mode dynamique qu'en mode statique. Cela est dû à la diminution de la contrainte de compression appliquée à l'AMFM qui apparaît en mode dynamique lorsqu'il y a une décélération de la charge.

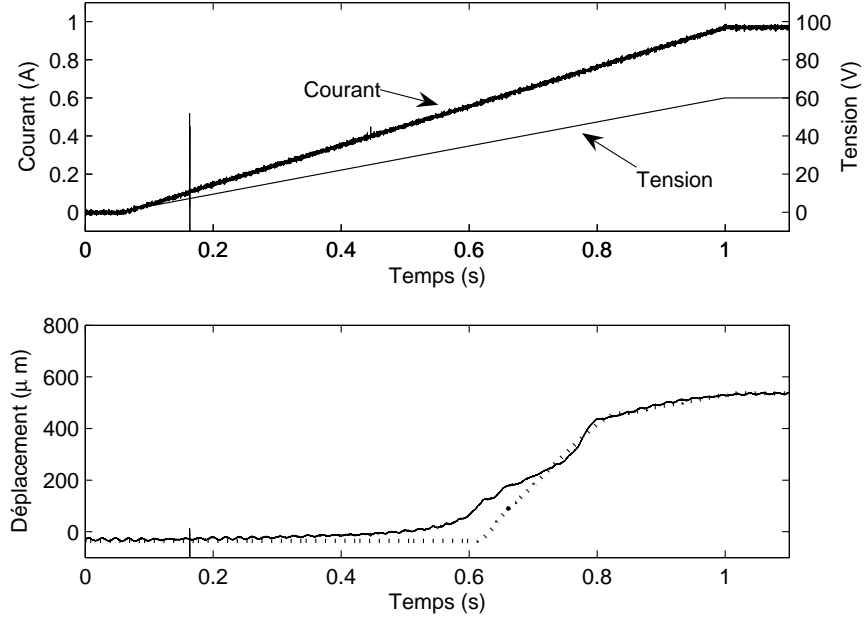


FIG. 4.14 – Comportement quasi-statique de l'actionneur pour la tension, le courant et le déplacement (simulation : traits pointillés, résultats expérimentaux : traits pleins).

4.7 Énergie et rendement

Les différentes énergies étudiées précédemment sont présentées sur la figure 4.16 (a) pour un comportement quasi-statique et sur la figure 4.16 (b) pour un comportement dynamique. Les simulations correspondent aux comportements représentés sur les figures 4.14 et 4.15.

4.7.1 Mode quasi-statique

Le premier graphique de la figure 4.16 (a) montre clairement que l'énergie fournie au système est principalement dissipée par effet Joule dans le bobinage (Les courbes correspondant à l'énergie fournie et aux pertes par effet Joule sont confondues). Les pertes sont exprimées en énergie en intégrant les puissances dissipées en fonction du temps :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{Q}_{hyst} &= \int \mathcal{P}_{hyst} dt \\
 \mathcal{Q}_{Joule} &= \int r(\dot{q}_c)^2 dt \\
 \mathcal{Q}_{visq} &= \int f(\dot{x})^2 dt
 \end{aligned}
 \tag{4.39}$$

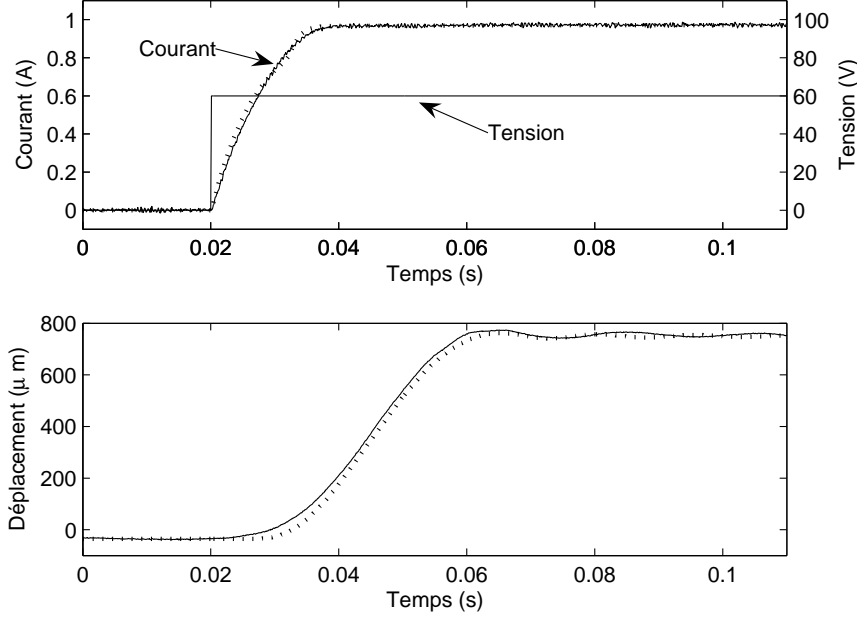


FIG. 4.15 – Comportement dynamique de l'actionneur pour la tension, le courant et le déplacement (simulation : traits pointillés, résultats expérimentaux : traits pleins).

L'énergie restante ($\mathcal{W}_{ext} - \mathcal{Q}_{Joule}$) se partage entre les différentes énergies magnétiques du circuit, l'énergie de l'AMFM et celle de la charge. L'énergie d'interaction est très faible devant les autres. L'énergie élastique de l'AMF \mathcal{F}_{meca} , l'énergie cinétique \mathcal{T}_{charge} et l'énergie dissipée par frottement visqueux \mathcal{Q}_{visq} sont constantes car l'évolution est lente. Sur le dernier graphe, l'énergie potentielle est tracée.

4.7.2 Mode dynamique

Le premier graphe de la figure 4.16 (b) montre également que l'énergie est principalement dissipée sous forme de pertes par effet Joule dans le bobinage. Attardons-nous sur les différences entre les deux modes. \mathcal{F}_{int} atteint un maximum lorsque la valeur de z est égale à 0,5. Un transfert d'énergie apparaît entre l'énergie élastique de l'AMFM \mathcal{F}_{meca} et l'énergie cinétique de la charge \mathcal{T}_{charge} . En effet, \mathcal{F}_{meca} augmente lorsque l'énergie est fournie au système. Ensuite, elle diminue en raison de l'augmentation d'énergie cinétique \mathcal{T}_{charge} . À ce moment, \mathcal{V}_{charge} peut augmenter à une valeur plus grande qu'en mode quasi-statique.

Une plus grande part de pertes pour \mathcal{Q}_{hyst} et \mathcal{Q}_{visq} est observée, mais une plus faible part des pertes Joule \mathcal{Q}_{Joule} est obtenue en raison de la plage de temps plus courte qu'en mode quasi-statique.

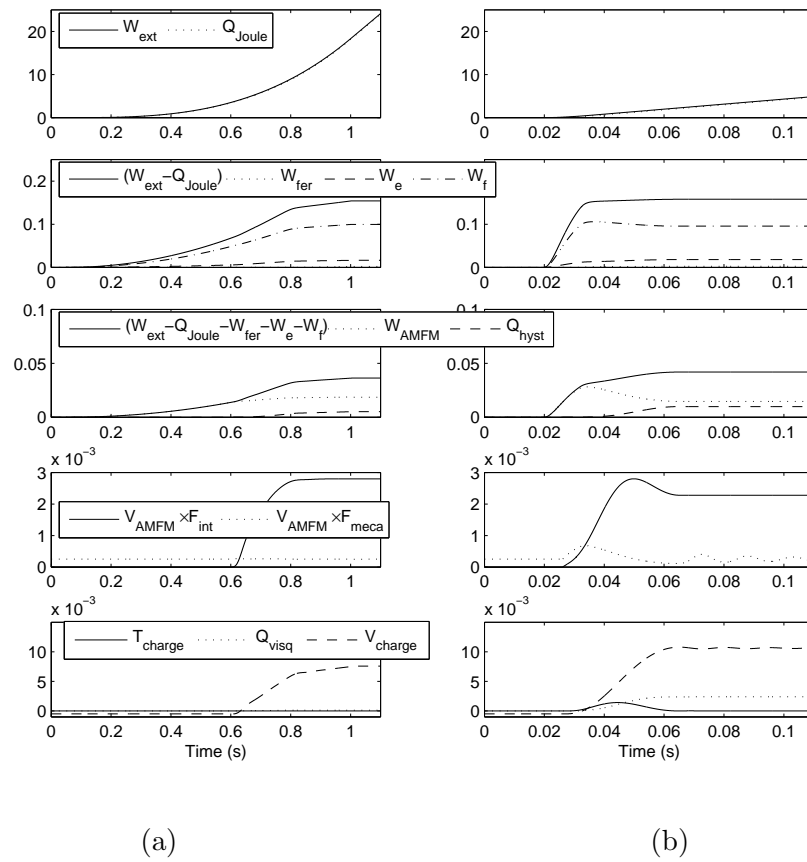


FIG. 4.16 – Résultats de simulation des différentes énergies : (a) en mode quasi-statique et (b) en mode dynamique. Les unités sont des Joules.

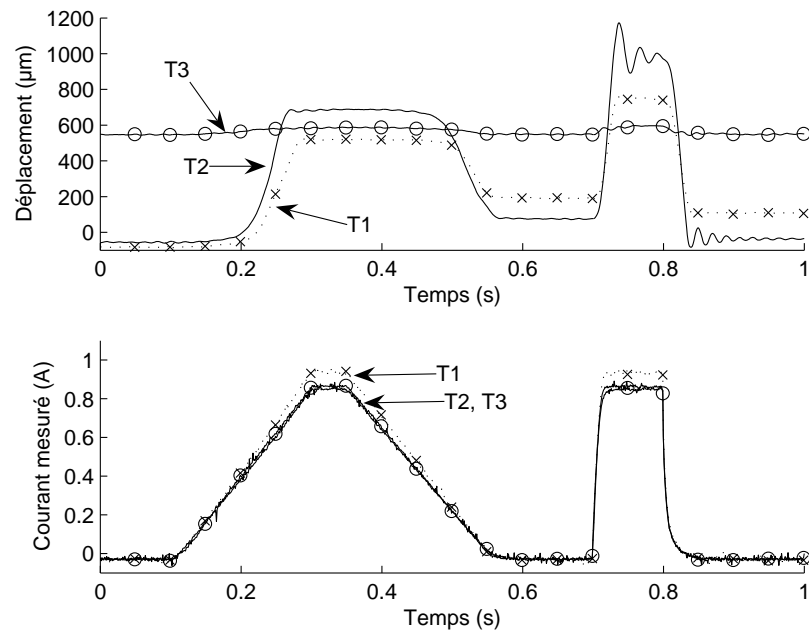
4.7.3 Rendement énergétique

Moins de 8 à 11 mJ sont récupérés par la charge alors que 5 à 20 Joules sont fournis au système. Ces simulations montrent donc clairement que l'actionneur présente un rendement médiocre. Comme les pertes sont principalement dues à l'échauffement des bobinages, un actionneur efficace est un actionneur qui peut maintenir un déplacement à courant nul. Une solution à ce problème a été proposée en utilisant la conception en push-pull, exposée dans la partie 3.4.

4.8 Influence de la température sur la dynamique

La figure 4.17 présente un essai expérimental où une tension est appliquée en rampe puis en échelon, de manière à observer respectivement le comportement quasi-statique puis dynamique. Le graphe supérieur montre l'évolution du déplacement de la charge et le graphe inférieur montre le courant dans le bobinage. Ces graphes sont tracés pour trois valeurs de température de fonctionnement différentes, les températures n'ont pas été mesurées mais respectent l'ordre suivant ($T_1 < T_2 < T_3$). A température ambiante T_1 , la plage de déplacement quasi-statique atteint 320 μm pour 630 μm en dynamique. Lorsque la température augmente à T_2 , les plages de déplacement atteignables augmentent également (610 μm en quasi-statique et 1010 μm en dynamique), cela est dû aux effets de la température sur le réarrangement martensitique décrit dans le chapitre 2. En effet, le seuil critique de début de réarrangement diminue avec la température, ce qui a pour effet d'augmenter la plage de déformation atteignable. Si la température continue à augmenter jusqu'à une valeur T_3 où la transformation en austénite a débuté, la plage de déplacement diminue fortement (environ 40 μm pour les essais présentés ici). Remarquons que le courant maximal est différent car une tension est imposée et la résistance électrique du bobinage dépend de la température.

Ces essais confirment que l'actionneur est plus performant lorsque la température est très proche du début de la transformation en austénite mais lorsque ce seuil est dépassé, la qualité du comportement s'effondre rapidement.

FIG. 4.17 – Influence de la température sur des essais expérimentaux ($T_1 < T_2 < T_3$).

Chapitre 5

Commande

Ce chapitre présente les systèmes et stratégies de commande, employés pour piloter les différents actionneurs à base d'AMFM. Les systèmes d'alimentation sont tout d'abord présentés, puis une stratégie de commande hybride originale est détaillée dans le cadre de l'asservissement en position d'un actionneur à base d'AMFM, puis est étendue à d'autres systèmes. Enfin, une ouverture vers des stratégies de commande énergétiques est proposée.

5.1 Introduction

5.2 Les systèmes d'alimentation

Afin d'alimenter les différents actionneurs en puissance, plusieurs systèmes d'alimentation ont été développés et utilisés au cours de ces travaux. Comme le système électronique d'alimentation en puissance joue un rôle non-négligeable dans la commande de ce type de système, nous les détaillons dans cette première partie.

5.2.1 Le banc d'essai V1

Le banc d'essai V1 est utilisé pour la partie expérimentale du chapitre de modélisation quasi-statique du matériau 2.5.3. En ce qui concerne l'alimentation de ce circuit magnétique, nous avons utilisé un amplificateur de laboratoire KEPKO BOP100-2M. Cet amplificateur permet d'appliquer des tensions de ± 100 V avec des courants de ± 2 A en continu avec des très bonnes propriétés dynamiques. Les essais avec ce circuit magnétique s'effectuant en quasi-statique, la commande se fait directement en courant sur l'amplificateur et le courant est mesuré à l'aide d'un shunt de 1 Ohm ajouté en série avec le bobinage.

Afin de réaliser quelques essais avec des courants plus importants, quelques tests ont été effectués à l'aide de plusieurs alimentations stabilisées mises en séries. Par contre, aucun contrôle automatique n'est possible avec ce type de système.

5.2.2 L'actionneur V2

L'actionneur V2 était présenté dans la partie 4.2, utilisé lors de la modélisation dynamique. Sur ce système, l'alimentation doit pouvoir fournir un courant jusqu'à 2 A, tout en garantissant une tension de l'ordre de ± 200 V. Cette tension est nécessaire pour deux raisons : la première est que la résistance du bobinage de ce prototype est de l'ordre de 60Ω , contre environ 8Ω pour le prototype V1, il faut donc environ 120 V pour atteindre le courant désiré. La deuxième raison est que des tests de dynamique veulent être effectués et une tension importante permet d'obtenir un temps de montée plus court car il est directement lié à la tension appliquée. La particularité au niveau de l'alimentation en puissance de ce circuit est qu'il ne peut pas admettre un courant continu, sinon les échauffements sont tels que l'AMFM change de phase. L'alimentation doit donc être appliquée par impulsion, ce qui limite la puissance que doit fournir l'amplificateur.

Une première solution a été proposée en concevant une alimentation linéaire à l'aide d'amplificateurs APEX PA 92. Cette solution permet d'appliquer la forme de tension que l'on veut, et paraît très pratique dans une phase de conception et de tests. Le dimensionnement s'avère possible si les impulsions envoyées restent assez éloignées les unes des autres. Une réalisation électronique a alors été conçue, mise en place puis testée. Quelques essais ont été réalisés avec cet amplificateur et se sont avérés concluants. Cependant, le principal problème est la robustesse face aux erreurs de manipulations et de programmations courantes dans une phase de test expérimental, car l'alimentation ne supporte une tension continue que durant quelques secondes, et des erreurs de contrôle ont conduit, à plusieurs reprises, à sa destruction. Cette solution a donc été abandonnée au profit d'un amplificateur de type hacheur.

Comme le sens du champ magnétique n'influence pas l'actionnement, il suffit donc d'avoir un système d'alimentation électrique, non-réversible en courant, mais réversible en tension. Le choix de hacheur s'est donc porté sur un système deux-quadrants représenté sur la figure 5.1. Les interrupteurs commandés sont des MOSFET IRF 640. Un driver de commande IR 2110 est utilisé pour commander les transistors. Un générateur de modulation de largeur d'impulsions (M.L.I.) est réalisé par TL494 à 20 kHz. L'entrée du système d'alimentation est donc le rapport cyclique de hachage correspondant à l'image de la tension appliquée à l'actionneur entre ± 200 V. Cet amplificateur a donc été conçu en interne puis réalisé par nos soins.

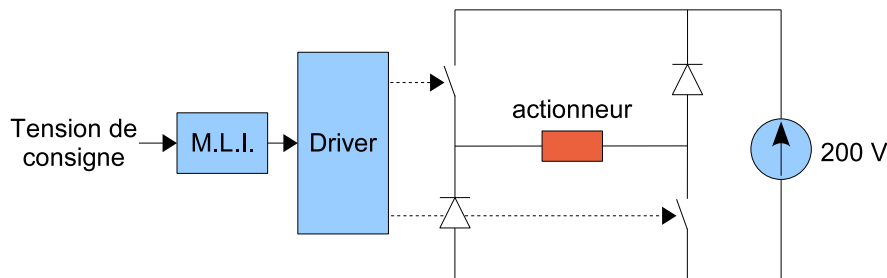


FIG. 5.1 – Schéma d'alimentation par hacheur à deux quadrants.

5.2.3 L'actionneur push-pull

Première version

L'actionneur push-pull est constitué de deux circuits V2, les caractéristiques de l'alimentation à utiliser sont donc les mêmes que pour le circuit V2, mais en deux exemplaires. La première solution testée fut l'utilisation de l'amplificateur de laboratoire KEPCO BOP100-2M, combiné à un pont de diodes qui permet de faire circuler le courant dans un bobinage lorsque le courant est positif, et dans l'autre lorsque le courant est négatif. Ce système simplifie la mise en œuvre, mais le problème principal réside dans le fait que chaque bobinage est piloté avec une tension positive : la montée en courant est donc rapide, mais la descente en courant est relativement lente car la tension appliquée aux bornes du bobinage ne peut pas être négative.

Ce système a été testé expérimentalement avec un contrôle du courant par PI (le courant est mesuré par shunt résistif), et un contrôle en position de type PID a également été testé (la mesure de position se fait par capteur laser). Le schéma 5.2 montre l'implémentation qui a été testée. La figure 5.3 présente des résultats caractéristiques pour une consigne de déplacement en rampe et en échelon.

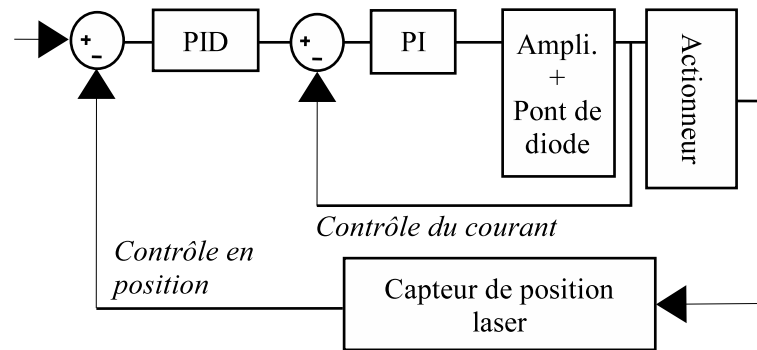


FIG. 5.2 – Schéma de commande de l'actionneur push-pull.

Deuxième version

Actuellement, seul un exemplaire de hacheur est disponible. L'alimentation en puissance, à l'aide de deux amplificateurs hacheurs contrôlés en courant séparément, est en cours de réalisation et permettra d'obtenir une meilleure dynamique d'évolution des deux courants, ce qui permettra de tester des lois de commande spécifiques telles qu'une commande micro-macro et d'améliorer les performances de l'application en stick-slip.

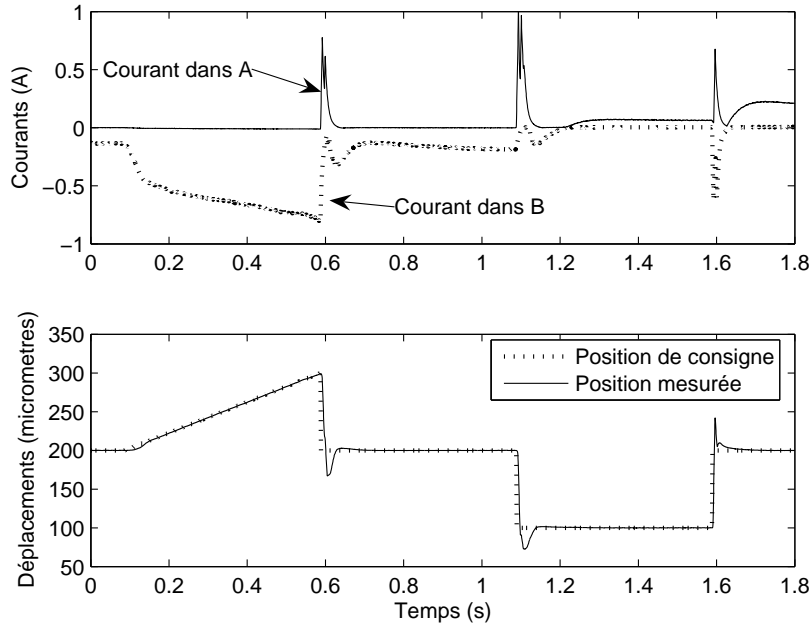


FIG. 5.3 – Résultats expérimentaux de la commande de l'actionneur push-pull.

5.3 Non-linéarité et commande

5.3.1 Introduction

Afin de commander des systèmes non-linéaires, les systèmes de contrôle sont souvent basés sur un modèle linéaire, soit en faisant une approximation (exemple de la linéarisation autour d'un point de fonctionnement), soit en mettant en œuvre une commande qui inverse les non-linéarités (exemple de la commande linéarisante). Ces commandes ont pour but de corriger les non-linéarités afin de faire comme si elles n'existaient pas d'un point de vue extérieur. Dans ces méthodes, on estime donc que les non-linéarités d'un système sont néfastes d'un point de vue commande et qu'il faut les corriger, voire les annuler. L'automaticien prend d'ailleurs principalement en compte, dans ces choix d'actionneurs et de capteurs, la linéarité de ceux-ci. Il est évident que sa tâche en sera plus aisée car les outils classiques de l'automaticien sont linéaires. Même si les non-linéarités sont souvent synonymes de difficultés en automatique, elles ne sont pas forcément synonymes de mauvaises performances.

Un problème avec les commandes optimales ou robustes linéaires, est que l'optimalité recherchée est très souvent dans une partie du modèle où celui-ci n'est plus linéaire (par exemple sur les bornes pour la commande de type bang-bang). Un simple exemple de non-linéarité est la saturation de la commande. Dans la plupart des systèmes, pour atteindre de bonnes performances, la commande est en saturation au démarrage d'un système et si ce n'est pas le cas, c'est très souvent que la conception du système commandé

a été surévaluée par rapport aux performances souhaitées. Un autre exemple dans la conception de machines électriques montre également que l'optimalité d'un point de vue performances/masse est atteinte lorsque l'actionneur fonctionne dans le *coude de saturation magnétique* des matériaux ferromagnétiques utilisés. L'optimalité dans la conception et la commande des systèmes est alors directement liée à la prise en compte des saturations. Sans ces saturations, le point de fonctionnement optimal ne peut pas être trouvé. La solution peut être résolue simplement lorsqu'il s'agit uniquement de commande d'un système saturé : il suffit de rajouter des contraintes sur les valeurs maximales de la commande lors du calcul d'optimalité. Par contre, lorsque les non-linéarités ne sont pas sur la commande, il devient alors plus difficile de raisonner en utilisant les modèles linéaires.

Notons que dans [Feu97], les auteurs expliquent que, pour des systèmes linéaires invariants dans le temps, la commande hybride arrive à surpasser certaines limitations rencontrées avec une commande linéaire.

5.3.2 Commande des systèmes à hystérésis

La commande des systèmes à caractère hystérétique est un point d'étude important en automatique. La prise en compte de l'hystérésis sous la forme de lois mathématiques n'est pas évidente et l'étude de la stabilité et des performances de ce type de systèmes reste complexe. Cependant, la plupart des commandes existantes, intégrant la prise en compte de l'hystérésis, peuvent se réunir autour de deux tendances. La première catégorie regroupe les commandes qui considèrent l'hystérésis comme une perturbation, la commande doit alors être robuste vis-à-vis de celle-ci (c.f. [Rak06] pour un exemple). La deuxième catégorie regroupe les commandes qui utilisent un modèle inverse de l'hystérésis pour annuler ces effets (c.f. [Hug97] pour un exemple). L'idée dans ces deux types de commande est de corriger les effets de l'hystérésis, mais aucunement de les exploiter.

L'approche défendue dans ce chapitre est que l'hystérésis a des propriétés exploitables qu'il serait dommage de corriger. En effet, un système hystérétique permet d'obtenir des valeurs de sorties différentes en régime stationnaire pour une même valeur de l'entrée. Cela peut être utile si cette entrée correspond à la commande du processus. En effet, le système de contrôle peut choisir la commande la plus faible, par exemple, ce qui peut limiter la puissance du signal de commande. La partie suivante présente un exemple de commande, validée expérimentalement, qui prend en compte ces effets dans le cadre d'un asservissement de position réalisé à l'aide d'un actionneur à base d'AMFM.

5.4 Développement d'une commande hybride

5.4.1 Description du système commandé

Le système commandé dans cette partie est le prototype V2, c'est-à-dire le système étudié dans le chapitre précédent. La figure 5.4 décrit le schéma expérimental du système étudié. L'alimentation se fait par l'amplificateur de puissance de type hacheur (200V - 2A) conçu spécialement pour cette application. Une régulation de courant est mise en place à l'aide d'un correcteur PI analogique et d'un capteur de courant (LEM - LTS 6 -

NP). Le temps de montée du courant de 0 à 1 A est d'environ 3 ms. Le déplacement est mesuré à l'aide d'un capteur laser (Keyence LK-152). Une carte DSP est utilisée pour le contrôle du système avec l'aide des logiciels Matlab/Simulink® et dSPACE.

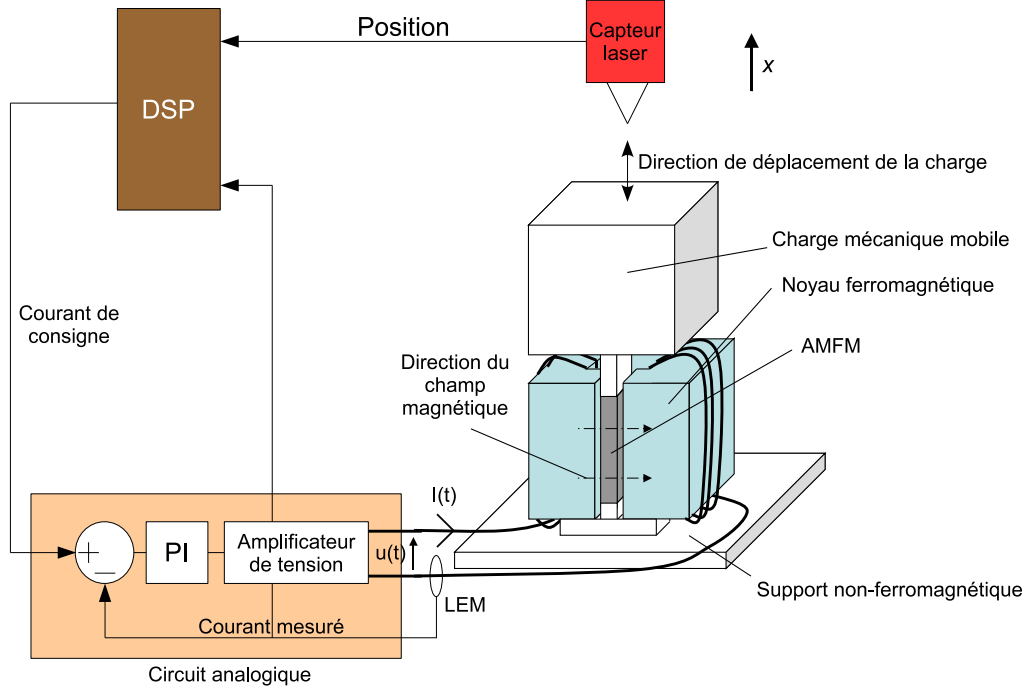


FIG. 5.4 – Vue générale du système de contrôle.

5.4.2 Modélisation

Quelques simplifications concernant la modélisation sont suggérées dans cette partie afin d'aborder plus facilement le problème.

Modélisation de l'AMFM

Rappelons quelques points de modélisation qui permettront de comprendre les lois de commande présentées ici. Nous utilisons le modèle dynamique présenté dans le chapitre 4.

La déformation du matériau s'écrit de la manière suivante :

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} + \gamma z \quad (5.1)$$

où E est le module d'Young du matériau et γ est la déformation totale du réarrangement. σ correspond à la contrainte appliquée sur l'échantillon d'AMFM. En négligeant le terme d'énergie d'interaction entre les deux variantes de martensite M1 et M2, la force

thermodynamique associée à z peut s'écrire de la manière suivante :

$$\pi_f^* = \gamma\sigma + \pi_f^{mag}(H) \quad (5.2)$$

$\pi_f^{mag}(H)$ est une fonction du champ magnétique H qui dépend du courant i dans le bobinage. Ce courant est fourni par l'amplificateur de puissance qui est asservi à l'aide d'un correcteur PI. La dynamique de l'amplificateur en tension peut être négligée en raison de sa grande bande passante et la dynamique d'évolution du courant sera également négligée dans cette partie. C'est pourquoi, $\pi_f^{mag}(i)$ pourra être considéré comme l'entrée du processus à commander.

π_f^* est une fonction de z (voir la figure 5.5). Dans un premier temps, le comportement hystérétique est pris en compte sans les boucles internes (figure 5.5 (a)) bien que le comportement réel devrait prendre en compte des boucles internes plus complexes comme décrit sur la figure 5.5 (b).

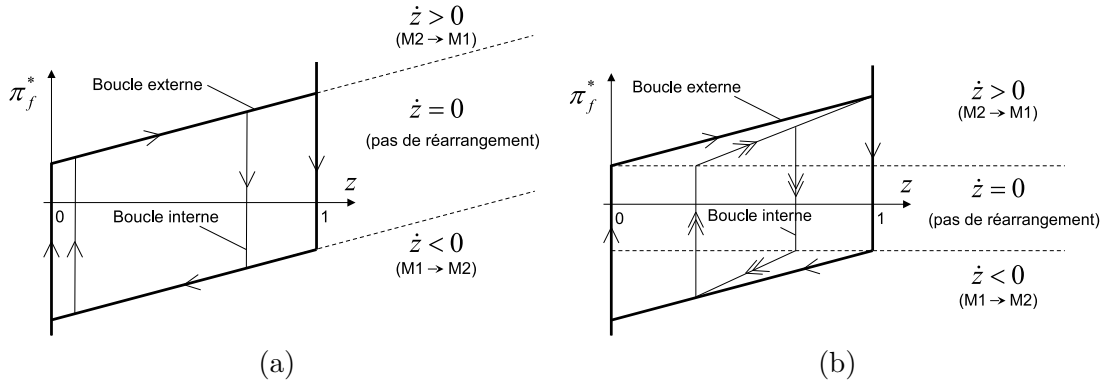


FIG. 5.5 – Fraction volumique de martensite z en fonction de sa force thermodynamique π_f^* : (a) avec des boucles internes simplifiées, (b) avec des boucles internes plus complexes.

Modélisation de la charge

La modélisation du chapitre précédent est conservée concernant la charge. Nous considérons qu'un contact entre la charge et l'échantillon d'AMFM est maintenu :

$$\begin{aligned} F &= -\sigma S \\ x &= l_0 \varepsilon \end{aligned} \quad (5.3)$$

où F est la force exercée sur la surface S de la charge, l_0 est la longueur de l'échantillon d'AMFM et x est la position de la charge correspondant au déplacement de l'AMFM. La deuxième loi de Newton, déduite d'une des équations de Hamilton du chapitre précédent, nous fournit l'équation suivante :

$$m\ddot{x} = -mg - f\dot{x} + F \quad (5.4)$$

où f , g et m sont, respectivement, le coefficient de frottement visqueux, l'accélération de la pesanteur et la masse de la charge.

Commande proposée

Point de vue théorique : en utilisant les équations (5.2), (5.3) et (5.4), nous obtenons la relation suivante :

$$\pi_f^* = \pi_f^{mag}(i) - \frac{mg\gamma}{S} - \frac{f\gamma}{S}\dot{x} - \frac{m\gamma}{S}\ddot{x} \quad (5.5)$$

Le premier terme de la partie droite de (5.5) est l'entrée de commande, le deuxième est une constante, le troisième est proportionnel à la vitesse de la charge \dot{x} et le dernier est proportionnel à son accélération \ddot{x} . Les équations (5.1), (5.3) et (5.4) donnent pour un comportement quasi-statique ($\dot{x} = \ddot{x} = 0$) :

$$x = l_0\varepsilon = l_0\gamma z - \frac{l_0mg}{SE} \quad (5.6)$$

Avec $l_0 = 20$ mm et $\gamma = 0,06$, le déplacement maximum résultant du réarrangement martensitique, c'est-à-dire lorsque z passe de 0 à 1, est de 1200 μm .

Nous considérons le cas où le déplacement augmente ($\dot{x} > 0$), sachant qu'un raisonnement similaire, lorsque celui-ci diminue, peut être aisément obtenu. Le but du contrôle que nous nous fixons est d'obtenir un déplacement en régime permanent maximal x avec une entrée de commande limitée en amplitude. En se basant sur l'équation (5.6), pour que le déplacement soit maximal en régime permanent, il faut que z soit également maximal en régime permanent. Pour atteindre ce but, il faut donc que la force thermodynamique π_f^* , associée à z , atteigne une valeur maximale.

D'après l'équation (5.5), le premier terme $\pi_f^{mag}(i)$ doit donc être maximal, mais il est limité par le courant maximal i_{max} que nous nous fixons. Le second terme de l'équation (5.5) reste constant, tandis que le troisième peut seulement être négatif. Il pourrait donc être intéressant de minimiser les frottements visqueux f dans le système afin de maximiser la valeur de π_f^* , mais dans notre cas, la valeur de f est considérée constante. Le dernier terme de (5.5) peut être positif si la charge décélère ($\ddot{x} < 0$) et alors π_f^* peut être augmenté par des effets dynamiques. Cette dernière possibilité a été montrée expérimentalement dans le chapitre 4. Nous détaillons dans la partie suivante quelques autres tests expérimentaux, réalisés en vue d'identifier les paramètres utilisés dans les lois de commande.

Bien entendu, les raisonnements que nous faisons dans cette partie sont vrais uniquement dans le cas où z n'atteint pas sa valeur de saturation $z = 1$ en mode quasi-statique.

Aspects expérimentaux : un courant est appliqué dans la bobine et le déplacement correspondant est représenté sur la figure 5.6. Le déplacement maximum atteignable est plus important lorsque le courant est appliqué rapidement (mode dynamique) que lorsqu'il est appliqué lentement (mode quasi-statique).

x_{min}^S et x_{max}^S sont les valeurs de déplacement minimales et maximales atteignables en mode quasi-statique. Ces valeurs dépendent de l'histoire de la déformation du matériau. Cependant dans cette partie, elles sont considérées constantes, sachant que la commande proposée ici pourrait être étendue pour le cas où ces valeurs ne sont pas constantes. Une séquence dite de *Reset* est toujours appliquée avant chaque expérience, dans le but d'effacer la mémoire contenue dans l'hystérésis du matériau, afin de s'assurer que ces paramètres restent bien les mêmes.

A_{max} et A_{min} sont respectivement les déplacements maximum et minimum absolus atteignables par le système. Ces valeurs sont obtenues en mode dynamique.

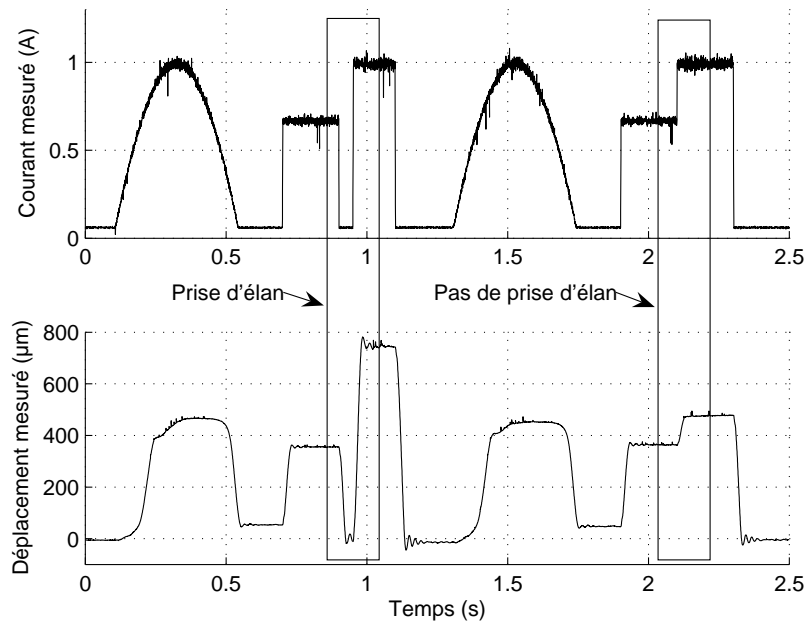


FIG. 5.6 – Vue typique de la différence entre les chargements quasi-statique et dynamique.

Identification des paramètres utiles pour la commande : nous proposons une méthode afin d'identifier les paramètres x_{max}^S , x_{min}^S , A_{max} et A_{min} . Un test de commande en boucle ouverte est réalisé (voir la figure 5.7).

Premièrement, une succession de valeurs maximales et minimales de courant est appliquée dans le but d'effacer les points mémoires de l'échantillon d'AMFM (séquence de *reset*). A_{max} et A_{min} peuvent alors être identifiés. Ensuite, une décroissance lente du courant permet d'obtenir x_{min}^S . Une autre séquence de *reset* suivie d'une croissance lente permet enfin d'identifier x_{max}^S . Pour notre exemple, les valeurs identifiées sont résumées dans le tableau 5.1.

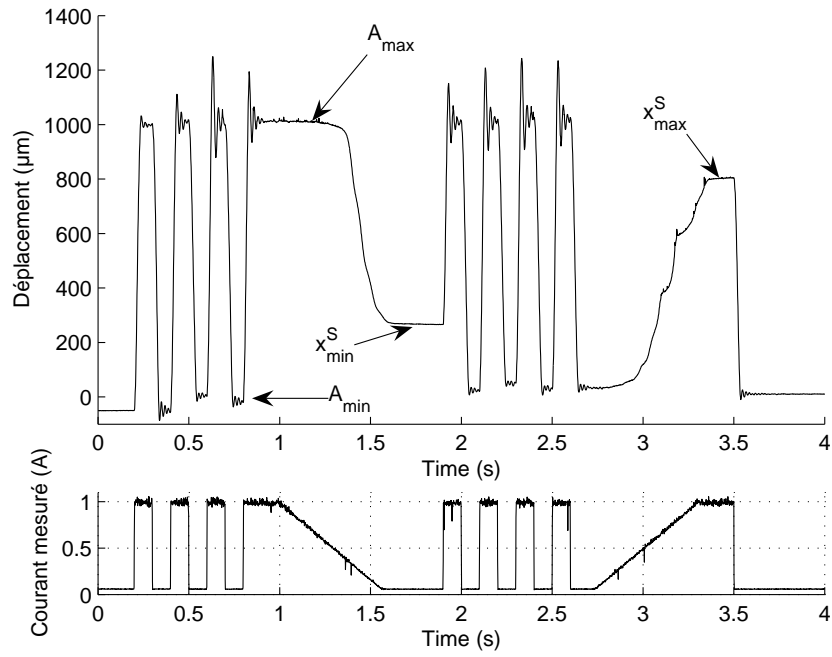


FIG. 5.7 – Essai en boucle ouverte pour l'identification des paramètres.

$x_{max}^S = 573\mu m$	$A_{max} = 1027\mu m$
$x_{min}^S = 192\mu m$	$A_{min} = -40\mu m$

TAB. 5.1 – Valeurs identifiées des paramètres utilisés pour la commande hybride avec prédiction.

Bilan et distribution de l'énergie

Une discussion sur les échanges d'énergies peut être menée spécifiquement avec le modèle simplifié décrit précédemment.

Dans l'échantillon d'AMFM, nous considérons une énergie d'origine mécanique :

$$E_{meca} = \frac{1}{2E}\sigma^2 = \frac{E}{2}(\varepsilon - \gamma z)^2 \quad (5.7)$$

Pour la charge, nous considérons une énergie cinétique \mathcal{T}_{charge} et potentielle de pesanteur \mathcal{V}_{charge} :

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{charge} &= \frac{1}{2m}p_x^2 \\ \mathcal{V}_{charge} &= mgx \end{aligned} \quad (5.8)$$

Les pertes qui résultent de l'hystérésis dans l'échantillon d'AMFM \mathcal{Q}_{hyst} et du frottement visqueux dans l'air de la charge \mathcal{Q}_{visq} sont prises en compte :

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}_{hyst} &= \int_{z_0}^z \pi_f^* dz \\ \mathcal{Q}_{visq} &= \int_{t_0}^t f \dot{x}^2 dt \end{aligned} \quad (5.9)$$

La figure 5.8 (a) montre le principe des échanges d'énergie lorsque l'entrée de commande change lentement de 0 à sa valeur maximale $\pi_{f_{max}}^{mag}$ en partant du point initial (0), représentant le mode quasi-statique. Les effets dynamiques ne peuvent pas être observés ; c'est pourquoi, l'énergie fournie est séparée en deux parties : les pertes au sein de l'AMFM (\mathcal{Q}_{hyst1}) et l'énergie potentielle de pesanteur de la charge ($\mathcal{V}_{charge1}$).

La figure 5.8 (b) montre le même schéma lorsque l'entrée est un échelon de 0 à sa valeur maximale $\pi_f^{mag} = \pi_{f_{max}}^{mag}$ en partant du point initial (0), représentant le mode dynamique. Entre le point (0) et le point (1), l'énergie fournie est séparée en trois : les pertes au sein de l'AMFM (\mathcal{Q}_{hyst1}), l'énergie potentielle de pesanteur de la charge ($\mathcal{V}_{charge1}$) et l'énergie due aux effets dynamiques (\mathcal{E}_s). Cette dernière est séparée en une énergie cinétique, une énergie élastique et des pertes par frottements visqueux.

Le chemin réalisé entre les points (1) et (2) est alors seulement possible si de l'énergie a été stockée durant la première séquence. Une part de cette énergie stockée (\mathcal{E}_r : contribution élastique et cinétique) peut alors être restituée. La chaleur \mathcal{Q}_{visq} est perdue par frottements visqueux durant toute la séquence et correspond à la différence entre \mathcal{E}_r et \mathcal{E}_s .

5.4.3 Stratégie de commande

La commande hybride

Nous nous focalisons ici sur une nouvelle stratégie de commande qui permet d'augmenter la plage de déplacement de l'actionneur tout en limitant la valeur de l'entrée de commande. Cette stratégie peut être appliquée avec la plupart des contrôleurs standards.

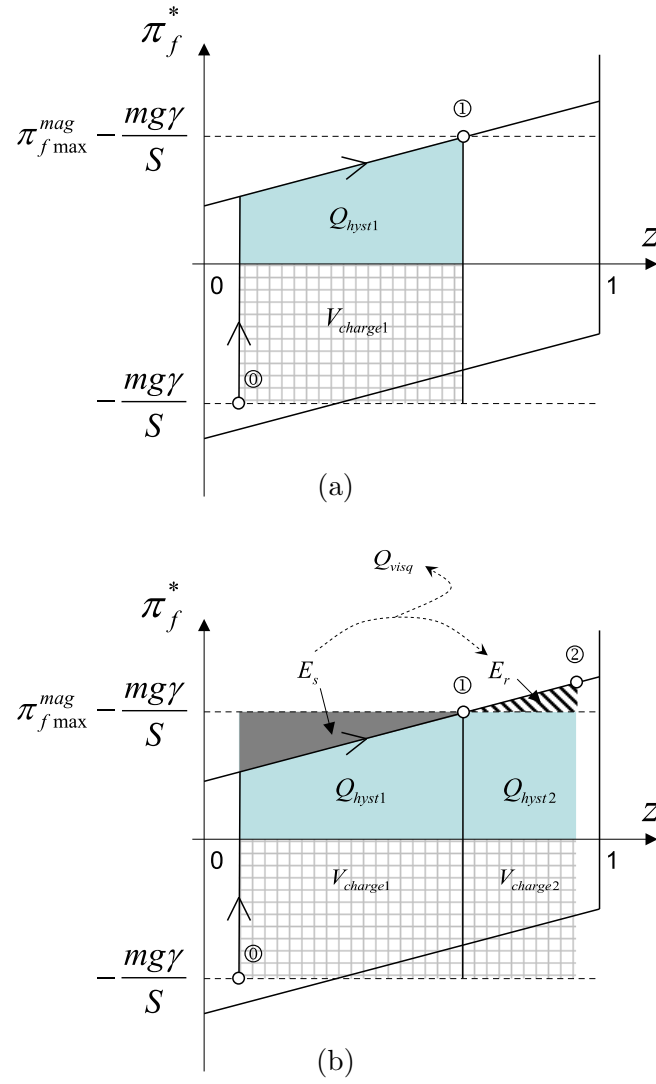


FIG. 5.8 – Point de vue énergétique : (a) comportement quasi-statique, (b) comportement dynamique.

Nous avons choisi de mettre en place une boucle de commande avec un contrôleur de type PID réglé grâce à une méthode d'essai-erreur. Nous utilisons celui-ci principalement pour sa simplicité de mise en œuvre, sachant qu'un autre type de contrôleur pourrait être utilisé. Dans tout ce chapitre, les paramètres du contrôleur PID sont les mêmes pour tous les essais afin de pouvoir comparer les performances de la nouvelle stratégie.

Les résultats obtenus avec la structure de contrôle standard PID sont présentés sur la figure 5.10 (a). Le rôle de la stratégie hybride sera donc d'étendre la plage de déplacement au-dessus de 600 μm et en dessous de 110 μm en utilisant les propriétés spécifiques de l'AMFM en dynamique comme nous l'avons vu dans les parties précédentes.

L'idée de cette stratégie de contrôle en position est basée sur le système d'initialisation des pendules inversés afin de les placer dans le demi-plan supérieur avec un couple limité (voir [Åst00] pour un exemple d'une telle application).

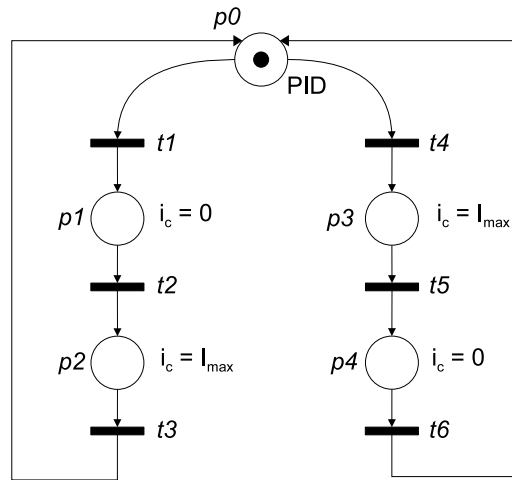


FIG. 5.9 – Stratégie de commande.

Une loi de commande hybride est donc conçue en se basant sur l'utilisation d'un contrôleur PID. La figure 5.9 montre la loi de commande hybride sous la forme d'un réseau de Petri. À la place $p0$, le contrôleur PID est utilisé pour obtenir la loi de commande du courant i . Si la transition $t1$ est validée, une séquence de prise d'élan est utilisée pour obtenir un plus grand déplacement : à la place $p1$, une valeur de courant minimum est imposée dans le but de diminuer la valeur de déplacement rapidement et à la place $p2$, une valeur de courant maximale est appliquée afin d'augmenter rapidement la valeur du déplacement. Lorsqu'une valeur de déplacement plus importante est atteinte, le contrôleur PID est à nouveau utilisé (place $p0$).

Pour le sens opposé, le même type de schéma est utilisé pour obtenir un déplacement plus petit avec les places $p3$ et $p4$. Deux cas différents sont discutés pour obtenir les expressions des transitions $t1$, $t2$, $t3$, $t4$, $t5$ et $t6$. La première méthode est une méthode sans prédiction du modèle : si la valeur maximale ou minimale du courant n'est pas suffisante pour obtenir le déplacement désiré, alors une séquence de prise d'élan est appliquée. La seconde méthode utilise le modèle afin de prédire la plage de déplacement

atteignable, une séquence de prise d'élan peut ainsi être appliquée si la position de consigne n'est pas dans cette plage.

Transitions sans prédiction

Principe : les transitions sont écrites sans l'aide du modèle. Les données utilisables sont la valeur de la position mesurée x , la position de consigne x_c , ainsi que la valeur de la commande en courant i_c . Une séquence de prise d'élan débute si la commande sature et que la valeur de consigne n'est pas atteinte après un certain temps. Le recul de la séquence de prise d'élan dure pendant un temps fixe et la séquence de prise d'élan se termine enfin lorsque la valeur mesurée dépasse la valeur de consigne pendant un certain temps.

$$\begin{aligned}
 t1 &= (x < x_c).(i_c = i_{max}) \text{ durant une temporisation } d1 \\
 t4 &= (x > x_c).(i_c = 0) \text{ durant une temporisation } d1 \\
 t2 &= \text{temporisation } d2 \\
 t5 &= \text{temporisation } d2 \\
 t3 &= (x > x_c) \text{ durant une temporisation } d3 \\
 t6 &= (x < x_c) \text{ durant une temporisation } d3
 \end{aligned} \tag{5.10}$$

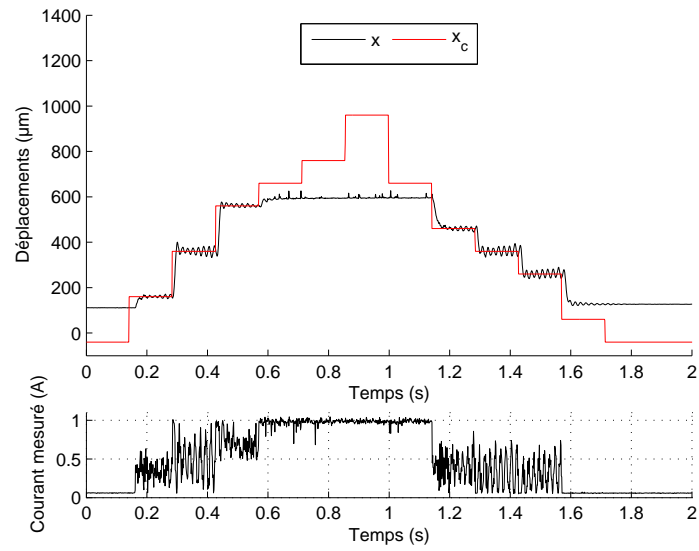
Trois paramètres de temporisation sont pris en compte $d1$, $d2$ et $d3$ afin d'ajuster le comportement de la loi de commande :

- $d1$ est le temps requis par le contrôleur pour considérer qu'une séquence de prise d'élan est nécessaire. Une temporisation trop courte peut forcer une séquence de prise d'élan alors qu'elle n'est pas nécessaire et une temporisation trop longue augmente le temps de réponse du système en boucle fermée. La valeur de ce paramètre dépend du réglage du PID.
- $d2$ correspond au temps requis par le système pour reculer lors de la prise d'élan. Un temps trop court génère un déplacement trop petit pour une prise d'élan efficace et un temps trop long augmente le temps de réponse du système en boucle fermée.
- $d3$ est le temps requis par le système pour aller vers l'avant : un temps trop court ne génère pas assez de déplacement et un temps trop long augmente le temps de réponse du système en boucle fermée.

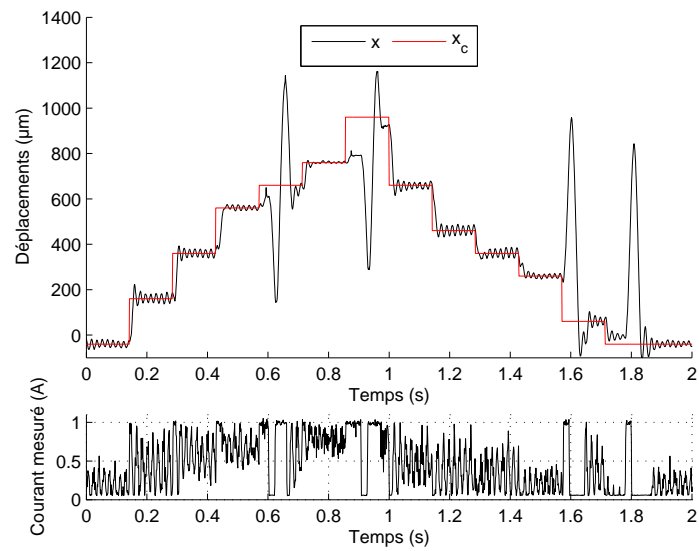
Résultats expérimentaux : une comparaison entre cette commande hybride et un correcteur PID standard est présentée sur la figure 5.10 avec $d1 = 50$ ms, $d2 = 20$ ms et $d3 = 20$ ms. Le but est atteint : la plage de déplacement atteignable avec la commande hybride ($A_{max} - A_{min} = 1067$ μm) est plus du double de celle obtenue avec le PID standard (490 μm).

Transitions avec prédiction

Principe : le modèle est utilisé afin de prédire si la position de consigne est atteignable ou non en mode normal (utilisation du PID). Les paramètres du modèle sont alors utilisés



(a)



(b)

FIG. 5.10 – Résultats expérimentaux : (a) avec le contrôleur PID standard, (b) avec le contrôleur hybride sans prédiction du modèle.

dans l'écriture des transitions :

$$\begin{aligned}
 t1 &= (x_c > x_{max}).(\dot{x}_c > 0) \\
 t4 &= (x_c < x_{min}).(\dot{x}_c < 0) \\
 t2 &= (x_{max} > x_c) \\
 t5 &= (x_{min} < x_c) \\
 t3 &= (x > x_c) \text{ durant une temporisation } d3 \\
 t6 &= (x < x_c) \text{ durant une temporisation } d3
 \end{aligned} \tag{5.11}$$

x_{min} et x_{max} sont les valeurs de déplacement minimale et maximale atteignables sans utiliser de prise d'élan. Nous pouvons les déduire à partir de la valeur mesurée du déplacement et des paramètres du modèle. Lorsque le déplacement mesuré x est égal à x_{max}^S , plus aucun déplacement supplémentaire n'est atteignable, alors $x_{max} = x_{max}^S$. Mais si x est égal à sa valeur minimale absolue A_{min} , alors le déplacement maximal A_{max} est atteignable, alors ($x_{max} = A_{max}$). Une fonction linéaire est alors choisie entre ces deux points extrêmes et une fonction similaire est obtenue pour x_{min} :

$$\begin{aligned}
 x_{max} &= \frac{x_{max}^S(x - A_{min}) + A_{max}(x_{max}^S - x)}{x_{max}^S - A_{min}} \\
 x_{min} &= \frac{x_{min}^S(x - A_{max}) + A_{min}(x_{min}^S - x)}{x_{min}^S - A_{max}}
 \end{aligned} \tag{5.12}$$

La temporisation $d3$ peut être ajustée pour augmenter la robustesse du contrôleur. Ici, la valeur $d3 = 10$ ms a été choisie.

Résultats expérimentaux : la figure 5.11 présente une évolution typique des places actives du contrôleur hybride avec prédiction du modèle. Les résultats généraux sont présentés sur la figure 5.12.

Le contrôleur hybride sans prédiction a des moins bonnes performances, en terme de temps de réponse, que le contrôleur hybride avec prédiction. Néanmoins, en raison d'une modélisation simplifiée des boucles internes (par exemple à $t = 0.71$ s), le contrôleur hybride sans prédiction atteint la valeur de consigne sans séquence de prise d'élan alors que le contrôleur avec prédiction force une séquence de prise d'élan inutile en raison des erreurs de modélisation. Le premier contrôleur est donc plus robuste aux erreurs de modèle, mais moins optimal que le second.

Il est évident que le formalisme mathématique, à mettre en œuvre pour étudier la stabilité et les performances de ce genre de commande, est conséquent. C'est pourquoi ce travail n'a pu être conduit dans le cadre de cette thèse, mais il reste un point d'étude intéressant à poursuivre.

5.4.4 Généralisation de ce type de commande

Les lois de commande hybrides présentées précédemment ont été conçues spécialement pour prendre en compte à bon escient le comportement dynamique du prototype

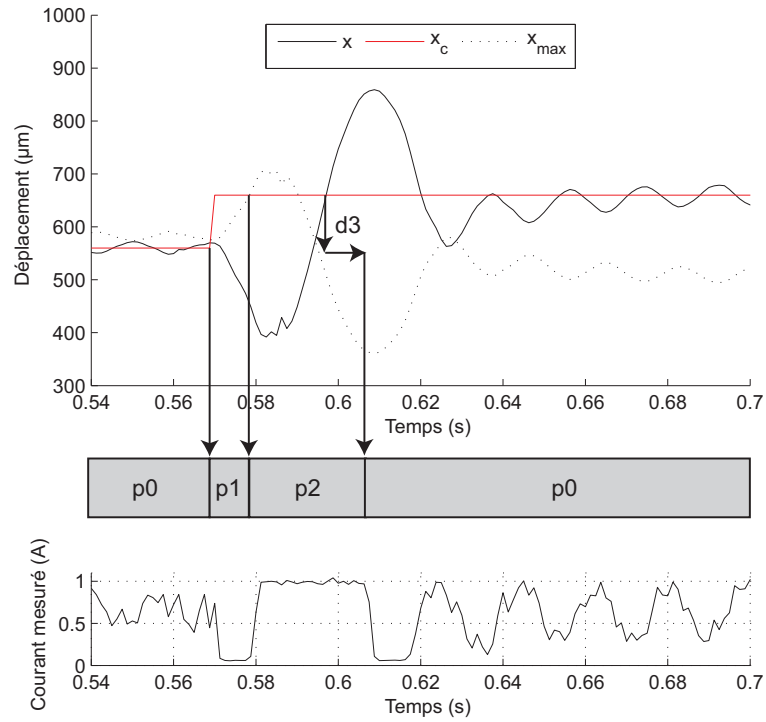


FIG. 5.11 – Résultats expérimentaux et places du réseau de Petri actives.

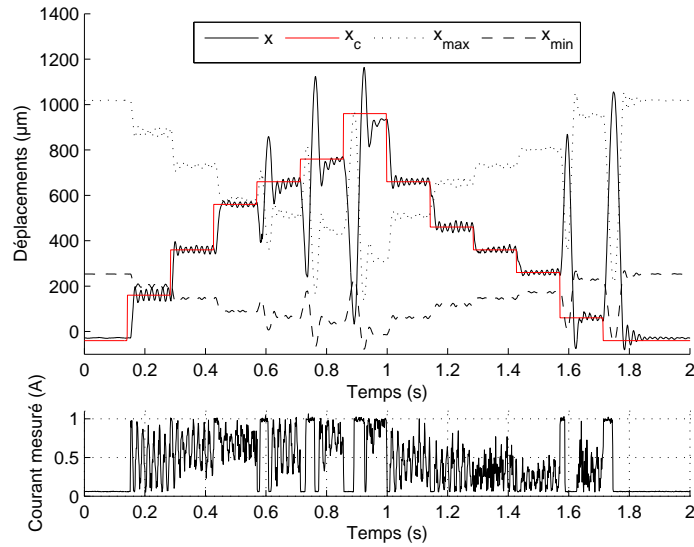


FIG. 5.12 – Résultats expérimentaux avec le contrôleur hybride avec prédiction du modèle.

que nous avons développé. Dans cette partie, nous analysons les propriétés du système dans le but de savoir à quel type de système pourraient être appliquées ces lois de commande hybrides.

Le système à commander sera appelé *processus* dans la suite du document. Dans notre cas, l'entrée de ce processus est la tension appliquée au bobinage ou, en négligeant la dynamique du circuit magnétique, le courant. On peut aussi considérer le champ magnétique ou la force thermodynamique d'origine magnétique π_{mag}^f liés au courant par une relation algébrique. La sortie du processus considéré correspond au déplacement x .

Séparation de la dynamique et de l'hystérésis statique en série

Nous pouvons limiter notre étude aux systèmes appelés *hystérésis dynamiques* car les propriétés intéressantes du processus résident dans le fait que l'hystérésis dépend de la vitesse d'excitation du système. Pour leur étude, ces systèmes sont souvent décomposés en une mise en série d'une partie hystérésis statique et d'une partie dynamique (cf. figure 5.13 (a)). Cette séparation a, par exemple, été mise à profit dans la thèse de M. Rakotondrabe pour la modélisation d'une poutre piézoélectrique [Rak06]. Prenons l'exemple d'un processus A dont le comportement est modélisable par une hystérésis statique suivi d'une partie dynamique. L'hystérésis, en étant placée en amont de la partie dynamique, influence alors uniquement le gain statique du système. De plus, la partie dynamique n'influence pas le gain statique, c'est-à-dire que la vitesse d'excitation ne modifie pas le gain statique du processus. La commande hybride développée ici n'apportera donc rien pour les systèmes pouvant être modélisés avec cette séparation.

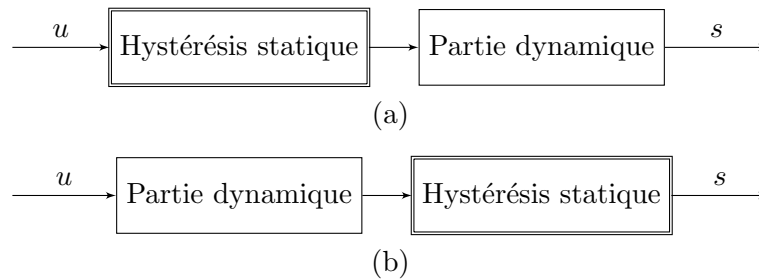


FIG. 5.13 – Modélisation par la mise en série d'une hystérésis statique et d'une partie dynamique : (a) système A, (b) système B.

Prenons maintenant le cas d'un processus B, dont le comportement est modélisable par une mise en série inversée, c'est-à-dire que l'hystérésis statique est en aval de la partie dynamique (cf. figure 5.13 (b)). La dynamique peut alors influencer le gain statique. En effet, si un dépassement par rapport à la valeur finale a lieu à la sortie de la partie dynamique, l'hystérésis statique mémorise cette valeur et la sortie sera différente de celle qu'il y aurait eu si aucun dépassement n'avait eu lieu.

Nous illustrons ce comportement avec un système simple. L'hystérésis est une hystérésis de type *jeu* représentée sur la figure 5.14 et la partie dynamique est un système linéaire du second ordre de fonction de transfert $G(p) = \frac{1}{1+p+p^2}$. Sur le premier graphe de

la figure 5.15, on peut voir les entrées qui sont appliquées : un premier essai est effectué avec une combinaison de rampes relativement lentes correspondant à un essai quasi-statique et un deuxième essai avec une addition de deux échelons. Le second graphe de la figure 5.15 est la sortie du système A, correspondant à la première configuration et le troisième graphe est la sortie du système B avec la deuxième configuration.

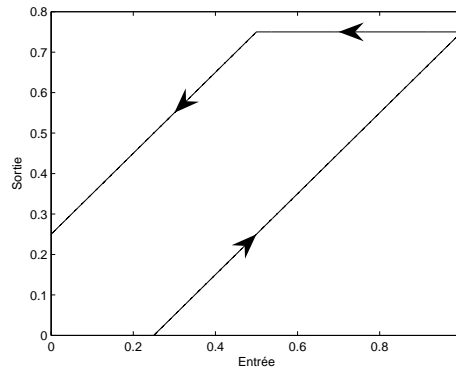


FIG. 5.14 – Hystérésis statique utilisée pour les simulations.

Un système modélisable par la configuration B peut alors être commandé avantageusement par la commande hybride si la réponse indicielle de la partie dynamique admet un dépassement par rapport à la valeur finale.

Processus avec bouclage

D'autres systèmes ont un gain statique influencé par la dynamique, notamment ceux de la forme présentée sur la figure 5.16. Une hystérésis statique et un sous-système dynamique sans hystérésis sont en série (première configuration) et la sortie est bouclée sur l'entrée de l'hystérésis statique. Nous choisissons de tester trois processus différents modélisés sous cette forme avec la même hystérésis statique que celle choisie pour la partie précédente et trois sous-systèmes dynamiques linéaires différents. Les fonctions de transfert des sous-systèmes, utilisées pour les systèmes C, D et E sont respectivement, $\frac{1}{1+p}$, $\frac{1+2p}{1+p}$ et $\frac{1+p+5p^2}{1+0.5p+0.5p^2}$. Les réponses indicielles de ces fonctions de transfert sont représentées sur la figure 5.17.

La figure 5.18 représente la réponse des processus C, D et E.

Pour un processus de ce type, le gain statique peut dépendre de la dynamique, même si la réponse indicielle du sous-système dynamique n'admet pas de dépassement. On le remarque pour le système C, où une fonction de transfert du premier ordre est utilisée.

Par contre, pour des systèmes non strictement causaux comme les systèmes D et E, il faut un dépassement afin d'observer un gain statique influencé par la dynamique, c'est le cas du système E mais pas du système D.

Le système que nous avons étudié rentre dans la catégorie des systèmes bouclés avec fonction de transfert non-strictement causale avec dépassement. Comme le montre la

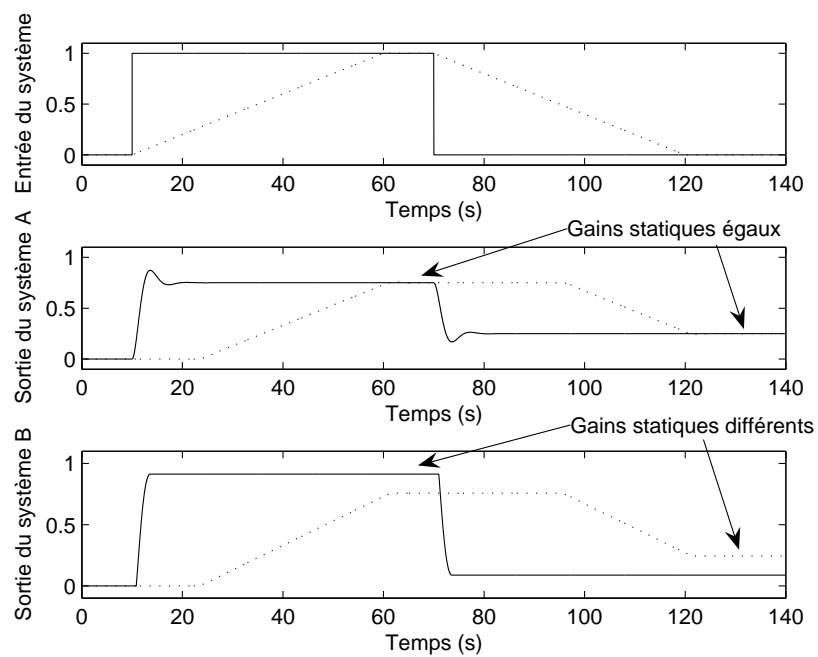


FIG. 5.15 – Réponse des systèmes A et B.

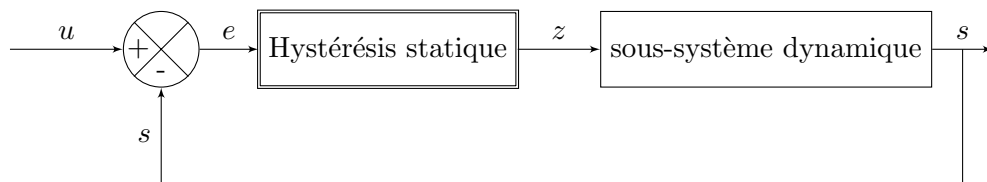


FIG. 5.16 – Système à hystérésis avec boucle (modèles C, D et E).

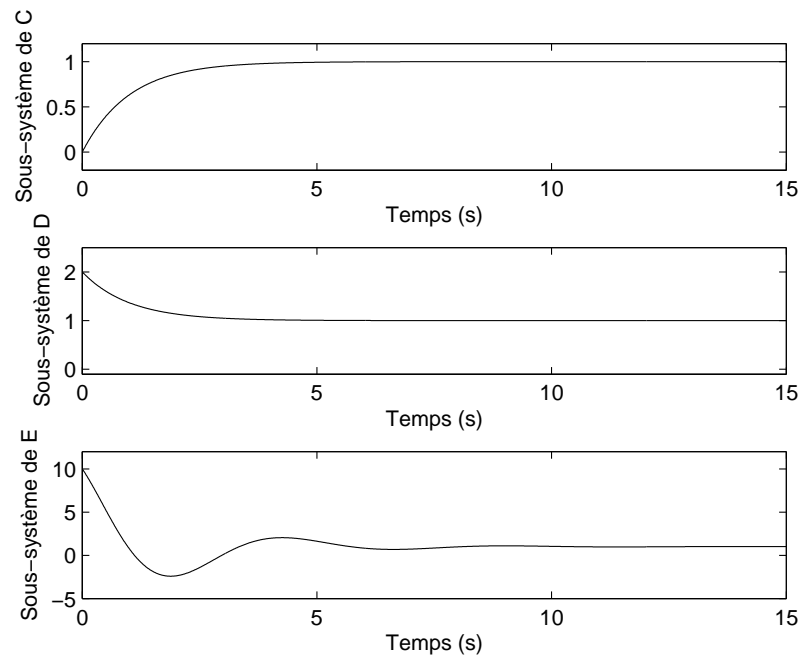


FIG. 5.17 – Réponse indicielle des sous-systèmes contenus dans les processus C, D et E.

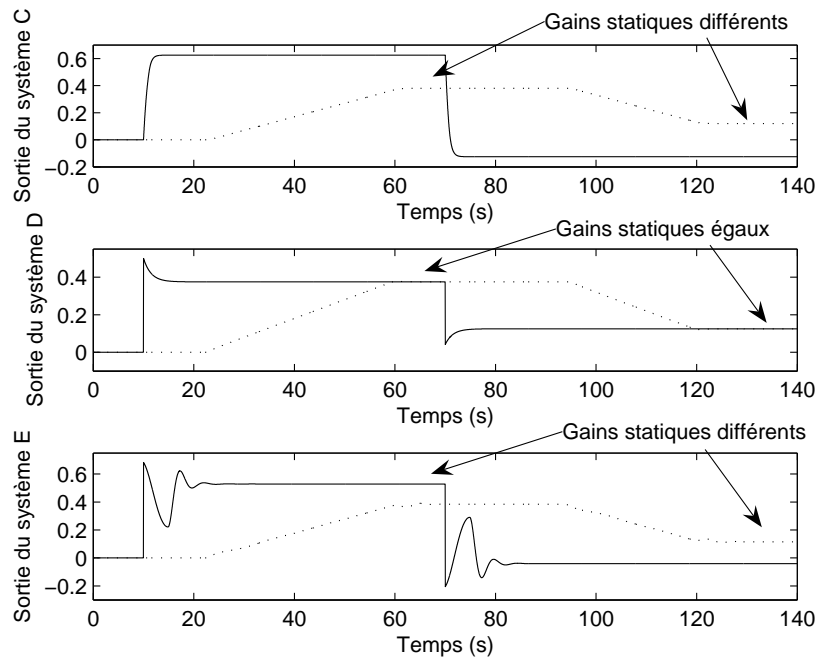


FIG. 5.18 – Réponse des systèmes C, D et E.

figure 5.19, il a une modélisation proche du processus E, mis à part que la sortie (le déplacement x) est obtenue par une combinaison algébrique de z et de $-\gamma\sigma$. La fonction de transfert $F_T(p)$ et l'équation algébrique peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$F_T(p) = \frac{-\gamma\sigma(p)}{z(p)} = \frac{\gamma mg + fl_o\gamma^2 p + ml_o\gamma^2 p^2}{S + \frac{fl_o}{E}p + \frac{ml_o}{E}p^2} \quad (5.13)$$

$$x = -\frac{l_o}{E\gamma} \cdot (-\gamma \cdot \sigma) + l_o\gamma \cdot (z)$$

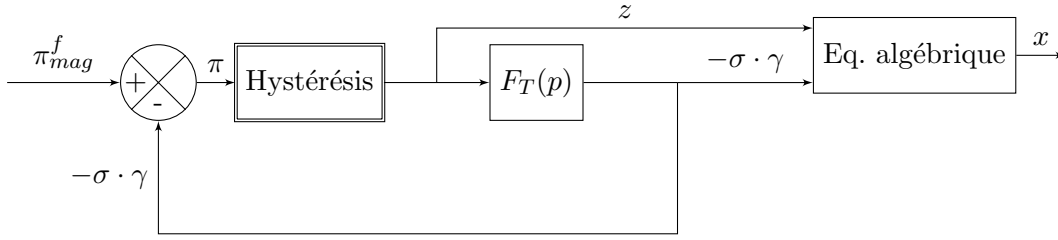


FIG. 5.19 – Schéma général du processus à commander.

Cette dernière partie nous a permis de savoir pour quel type de processus la commande hybride que nous avons développée peut s'utiliser. Ces processus sont donc les systèmes modélisables par :

- une mise en série d'un système dynamique, dont la réponse indicielle admet un dépassement, suivi d'une hystérésis statique ;
- une boucle contenant une mise en série d'une hystérésis statique suivie d'un système dynamique linéaire strictement causal ;
- une boucle contenant une mise en série d'une hystérésis statique suivie d'un système dynamique linéaire non strictement causal mais avec une réponse indicielle avec dépassement.

Cette liste n'est certes pas exhaustive, mais cela ouvre déjà les possibilités d'application de ce type de commande à d'autres systèmes qui peuvent être de nature très différente de l'actionneur à base d'AMFM étudié durant ce travail.

5.5 Développement d'autres types de commande : les commandes énergétiques

Le modèle dynamique du chapitre 4 a été conçu en vue d'être intégré dans un système de commande conçu avec des méthodes énergétiques. De cette façon, une modélisation complète sera effectuée de manière énergétique, du comportement du matériau à la commande, en passant par la dynamique de l'actionneur. Nous présentons ici quelques méthodes de commande énergétiques pour situer la direction vers laquelle nous avons choisi de nous diriger d'un point de vue automatique pour les perspectives de ces travaux. De nombreux travaux restent cependant à faire sur cette commande, c'est pourquoi cette partie ne présente que les premiers éléments de réflexion.

Parmi les techniques avancées pour la commande des systèmes non-linéaires, la méthode de linéarisation exacte est souvent employée. Cette technique met en œuvre un calcul de loi de commande qui rend le système linéaire (souvent comme une suite d'intégrateur), ce système modifié peut alors être commandé par les techniques de contrôle linéaires traditionnelles. Cependant dans de nombreux cas, il est dommageable d'annuler certaines non-linéarités. En effet, certaines non-linéarités stabilisent naturellement le système et le fait de les annuler le déstabilise et rend le système moins robuste aux erreurs de modélisation.

5.5.1 Passivité et principaux concepts associés

Fonctions de Lyapunov

Les fonctions de Lyapunov sont largement utilisées en automatique, principalement pour prouver la stabilité des systèmes contrôlés.

Une fonction $V(x)$ est appelée fonction de Lyapunov pour le système $\dot{x}(t) = f(x(t))$ si, dans une boule B contenant l'origine, $V(x)$ est définie positive et a des dérivées partielles continues, et si sa dérivée le long des solutions du système $\dot{x}(t) = f(x(t))$ est semi-définie positive, c'est à dire, $\dot{V}(x) = (\partial V / \partial x) f(x) \leq 0$ [Bro07].

Dissipativité et passivité

La plupart des méthodes de commande basées sur des fonctionnelles d'énergie s'appuient sur les mêmes concepts de base, la dissipativité et la passivité d'un système. Les lecteurs intéressés par les définitions mathématiques peuvent se référer à [Sep97]. Dans ce mémoire, nous écrirons des définitions simplifiées afin d'appréhender plus facilement les concepts sous-jacents.

Considérons un système H avec un vecteur des entrées \mathbf{u} , un vecteur des sorties \mathbf{y} et un vecteur d'état \mathbf{x} défini par les équations (5.14) et représenté sur la figure 5.20.

$$(H) \begin{cases} \dot{\mathbf{x}} = f(\mathbf{x}, \mathbf{u}), & \mathbf{x} \in \mathbb{R}^n \\ \mathbf{y} = h(\mathbf{x}, \mathbf{u}), & \mathbf{u}, \mathbf{y} \in \mathbb{R}^m \end{cases} \quad (5.14)$$

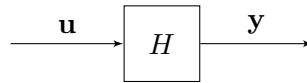


FIG. 5.20 – Représentation du système H .

En considérant une fonction $w : \mathbb{R}^m \times \mathbb{R}^m \rightarrow \mathbb{R}$, appelée *taux d'alimentation* (*supply rate*) qui satisfait l'inégalité $\int_{t_0}^{t_1} |w(u(t), y(t))| dt < \infty$ pour tout $t_0 \leq t_1$.

Le système H est dit *dissipatif* avec le taux d'alimentation w , si il existe une fonction $S(x)$, $S(0) = 0$, appelée *fonction de stockage*, telle que pour tout x :

$$S(x) \geq 0 \text{ and } S(x(T)) - S(x(0)) \leq \int_0^T w(u(t), y(t)) dt \quad (5.15)$$

Le système H est dit *passif* si il est dissipatif avec le taux d'alimentation $w(u, y) = u^T y$.

Une propriété intéressante relative à ces systèmes concerne leurs interconnexions. Considérons deux systèmes passifs H_1 et H_2 avec des fonctions de stockage S_1 et S_2 . Le système obtenu par interconnexion parallèle (figure 5.21 (a)) ou par rétroaction (figure 5.21 (b)) est alors également passif en utilisant la fonction de stockage $S = S_1 + S_2$.

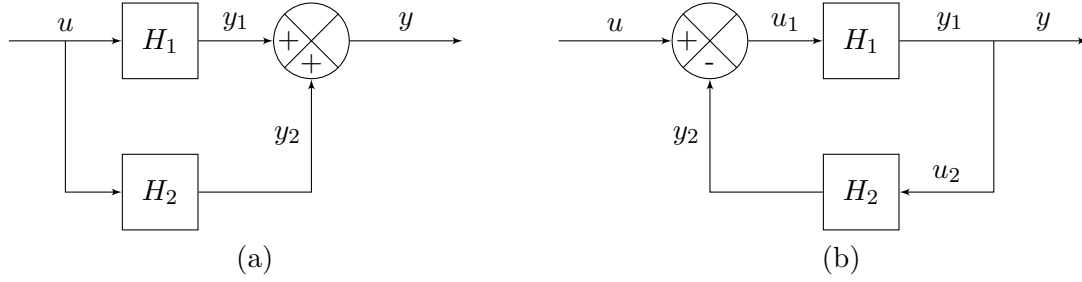


FIG. 5.21 – Interconnexion parallèle (a) et rétroaction (b) de deux systèmes H_1 et H_2 .

Passivité et stabilité

En rajoutant quelques hypothèses supplémentaires sur la fonction de stockage, on obtient un lien direct entre la passivité et la stabilité du système. Si la fonction de stockage S , associée au système H , est continûment différentiable et définie positive, et que la fonction $h(x, u)$ est également continûment différentiable, alors l'équilibre $x = 0$ de H avec $u = 0$ est stable. On voit donc tout de suite l'intérêt de l'utilisation de la passivité en automatique, car si un système est passif, le système bouclé obtenu à partir de celui-ci sera également passif et sera alors stable.

5.5.2 Commande par les outils liés à la passivité

Conception de lois de commande par passivation

La passivation consiste à trouver une loi de commande qui rend un système passif. Il suffit de calculer une sortie (qui n'est pas la sortie réelle du système) avec laquelle le système est passif. Ensuite, on réalise une rétroaction avec cette sortie, le nouveau système est alors toujours passif et la loi de commande déduite peut être implantée dans un contrôleur extérieur. Les méthodes récursives dites *backstepping* et *forwarding* font partie de ces méthodes [Kha02] [Sep97].

Commande par passivité des systèmes de type Euler-Lagrange et Hamilton

Tout un travail théorique et applicatif a été mis œuvre sur la commande par passivité pour des systèmes modélisables par des équations de Lagrange. Dans [Ort98], des applications mécaniques, électriques et électromécaniques sont présentées.

Dans [dS00], le concept de passivité est détaillé dans le cadre des systèmes modélisés sous la forme *port-hamiltonian*.

Commande par assignation de l'interconnexion et d'amortissement

Un type de commande, qui semble bien adapté au formalisme utilisé pour la modélisation dans ce mémoire, est la commande par assignation de l'interconnexion et d'amortissement. Cette technique récente de commande est connue sous le nom *Interconnection and Damping Assignment Passivity-Based Control (IDA-PBC)*. Dans [Ast04], un tour d'horizon en est établi. L'idée est de réguler un système en choisissant une structure sous une forme *port-hamiltonian* pour le système bouclé. Après quelques calculs, il est possible d'obtenir une expression de la commande qu'il faut appliquer pour obtenir le comportement en boucle fermée, correspondant à la structure *port-hamiltonian* désirée. Le choix concernant cette structure désirée peut alors se faire sur la fonction hamiltonienne, sur la matrice d'interconnexion ou sur la matrice de dissipation, tout en respectant certaines contraintes. Trois choix sont alors proposés :

- on fixe les matrices d'interconnexion et de dissipation et on déduit la fonction énergétique correspondante ;
- on fixe la fonction énergétique et on obtient des contraintes sur les matrices d'interconnexion et de dissipation ;
- on choisit à la fois une structure particulière pour l'énergie et des matrices d'interconnexion et de dissipation avec des propriétés particulières.

Lien avec la thermodynamique

Dans un article récent [Rob06], les auteurs font le lien entre des concepts de thermodynamique et d'entropie, les systèmes hamiltoniens, les fonctions de Lyapunov, les concepts de puissances de courants alternatifs et l'analyse des flux de puissances, pour la commande appliquée à la robotique. Le lien entre les trois fonctionnelles d'énergie qui sont les potentiels thermodynamiques, les hamiltoniens et les fonctions de Lyapunov est établi et permet d'ouvrir sur des méthodes de conceptions mécatroniques et adaptatives en intégrant le matériau actif, le système d'alimentation et la charge ainsi que la commande dans un formalisme énergétique cohérent.

5.6 Conclusion

Une commande hybride a été proposée dans ce chapitre pour commander les systèmes à base d'AMFM. Testée expérimentalement, elle peut s'étendre à d'autres systèmes qui respectent certaines conditions. En plus de cette commande hybride, nous avons choisi de nous orienter vers les commandes énergétiques, notamment avec la commande par assignation de l'interconnexion et d'amortissement. Les non-linéarités fortes des matériaux actifs, comme les présentent les AMFMs, apparaissent comme une bonne possibilité pour tester expérimentalement des techniques avancées de l'automatique. Les futurs travaux se dirigent donc vers une mise en place d'un contrôleur établi à partir de lois de commande énergétiques.

Conclusion générale

Apports et perspectives concernant l'étude des AMFMs

Les Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques promettent des avancées considérables dans le domaine de l'actionnement par matériau actif. Leur grande déformation combinée à leur rapidité permet en effet d'envisager des actionneurs plus performants. Cependant, notre expérience, acquise durant cette étude, nous permet de constater que les AMFMs ne semblent pas encore assez mûrs pour envisager des applications concurrentielles par rapport aux autres matériaux actifs. Premièrement, la difficulté de mise en œuvre par des techniques de microfabrication du matériau se révèle un obstacle majeur pour les applications en microsystème. Deuxièmement, le matériau se révèle cassant, ce qui contraint son utilisation en terme de structure d'actionneur à un fonctionnement en compression pure. La faible contrainte de blocage n'est pas réellement un problème pour beaucoup d'applications, mais ne contribue cependant pas à sa valeur ajoutée. Les contraintes, en termes de température de fonctionnement et de champ magnétique requis, sont également un frein à leur développement.

Il reste donc un travail important de la part des métallurgistes pour améliorer le comportement de ces matériaux afin de mettre en œuvre des matériaux moins cassants et intégrables plus facilement (de type polycristallins), tout en conservant ou améliorant les propriétés magnéto-mécaniques.

La mise en place d'un modèle thermodynamique durant nos travaux a contribué à une meilleure compréhension de la physique des AMFMs afin d'établir une modélisation utilisable et assez générale pour pouvoir l'adapter aux évolutions probables de ces matériaux.

Le comportement magnéto-mécanique a été complété par une extension anisotherme dans le même formalisme montrant la généralité de l'approche. Cependant, la prise en compte simultanée de tous les phénomènes mène à des problèmes techniques de simulation, partiellement résolus pour nos applications mais qui restent un point d'étude pour les cas plus généraux.

Les perspectives concernant l'étude des AMFMs résident donc dans l'amélioration du modèle anisotherme et dans la prise en compte de boucles internes plus représentatives. De plus, une modélisation pour le calcul par éléments finis semble être une piste pour améliorer la modélisation en prenant en compte la forme de l'échantillon.

Apports et perspectives dans la modélisation multiphysique et la conversion d'énergie

Dans cette thèse, nous nous sommes attachés à entreprendre une démarche adaptro-nique pour étudier les AMFMs et les systèmes qui les mettent en œuvre. Le formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles à variables internes semble, de mon point de vue, un excellent outil pour l'étude pluri-disciplinaire des matériaux actifs et semi-actifs et pourrait être utilisé pour l'étude d'autres matériaux ou systèmes. De plus, la thermodynamique combinée au formalisme de Hamilton permet une approche cohérente et générale pour l'étude des systèmes dynamiques non-linéaires.

Ce qui nous semble flagrant avec ces nouveaux matériaux, c'est que les règles de conceptions traditionnelles sont mises à mal. Il est très difficile de comparer les matériaux actifs entre eux car leur comportement non-linéaire est prépondérant sur l'influence dans leurs utilisations potentielles. Ce mémoire a tenté de proposer plus qu'une simple étude spécifique des AMFMs, mais une méthode de modélisation adaptro-nique non-linéaire qui peut certainement être applicable à la plupart des matériaux actifs.

Apports et perspectives dans le domaine de l'automatique

Le caractère hystérétique, combiné à des effets dynamiques, permet d'innover en matière d'automatique. L'étude des AMFMs nous a permis de mettre le doigt sur des problèmes de commande applicables à d'autres systèmes non-linéaires. Le système dynamique à base d'AMFM, étudié dans cette thèse, peut être vu comme un benchmark de système non-linéaire avec hystérésis afin d'étudier des nouvelles lois de commande pour des systèmes hystérétiques et dynamiques.

Une première perspective des travaux concernant la commande hybride consiste en une formalisation de cette commande d'un point de vue mathématique en étudiant notamment les problèmes de stabilité et de robustesse vis-à-vis des paramètres du modèle. De nouvelles lois de commande, basées sur le principe de l'élan, pourraient ainsi voir le jour. Plus généralement, il reste du travail, de mon point de vue, sur l'exploitation et non la correction de l'hystérésis dans les lois de commande de systèmes dynamiques non-linéaires.

Une deuxième perspective dans le domaine de l'automatique est la mise en place d'un système de contrôle basé sur un formalisme de commande par passivité, notamment avec des lois de commande par IDA-PBC présentées à la fin du chapitre 5. Ce formalisme s'inscrit dans une démarche d'étude d'un point de vue énergétique de toute la chaîne de conversion, du matériau à la commande.

Perspectives de ces travaux pour l'application à la microrobotique

Ce travail amont de modélisation des matériaux a prouvé que les AMFMs ont de belles perspectives en tant qu'actionneur pour la microrobotique. Cependant les difficultés d'intégration de ce matériau sur des films minces pour créer des microsystèmes, limitent aujourd'hui l'utilisation des matériaux à des structures assez grandes. Ce ma-

tériau reste cependant intéressant pour l'actionnement rapide d'une table de micropositionnement.

Des perspectives plus originales ont déjà été amorcées comme le blocage d'élément par AMFM sur palette qui pourrait trouver sa place dans une micro-usine ou le déplacement de micro-objet par stick-slip engendré par un actionnement par AMFM.

Des efforts techniques restent cependant à faire concernant l'amélioration des systèmes électroniques de puissance et la conception de circuits magnétiques plus performants.

Annexe A

Microstructure du Ni-Mn-Ga

Si nous notons \underline{F}_k , le gradient de transformation de l'austénite A en martensite Mk, il est défini par :

$$d\vec{x}_0(A) \xrightarrow{\underline{F}_k} d\vec{x}(Mk) \quad (\text{A.1})$$

où $\vec{x}_0(A)$ et $\vec{x}(Mk)$ sont les vecteurs de position associés respectivement à l'austénite et la variante de martensite Mk.

Le tenseur des déformations de Green-Lagrange \underline{E}_i^{tr} est alors défini par :

$$\begin{aligned} \underline{E}_i^{tr} &= \frac{1}{2}({}^t\underline{F}_i\underline{F}_i - \underline{1}) \text{ avec } {}^t\underline{F}_i\underline{F}_i = \underline{U}_i^2 \\ \underline{E}_i^{tr} &= \frac{1}{2}(\underline{U}_i^2 - \underline{1}) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

En se basant sur la théorie cristallographique de la martensite (cf. [Bal87][Bal92]) reprise par [Bha03], nous sommes capables de déduire, à partir des propriétés cristallines, les propriétés microscopiques et les propriétés macroscopiques du matériau. Nous ne détaillerons pas tout le raisonnement correspondant dans ce mémoire, le lecteur pourra se référer à [Cre04a] pour le détail des calculs.

La matrice de transformation de phase \underline{U}_i , qui est aussi appelée matrice de Bain, décrit la déformation homogène lors d'une transformation d'une maille mère austénitique en une maille de martensite. Dans notre cas, trois matrices correspondent à chacune des trois variantes de martensite :

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= \begin{pmatrix} \beta_c & 0 & 0 \\ 0 & \beta_a & 0 \\ 0 & 0 & \beta_a \end{pmatrix}, \quad \underline{U}_2 = \begin{pmatrix} \beta_a & 0 & 0 \\ 0 & \beta_c & 0 \\ 0 & 0 & \beta_a \end{pmatrix} \\ \text{et } \underline{U}_3 &= \begin{pmatrix} \beta_a & 0 & 0 \\ 0 & \beta_a & 0 \\ 0 & 0 & \beta_c \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

avec $\beta_a = \frac{a}{a_0}$ et $\beta_c = \frac{c}{a_0}$.

D'après la théorie cristallographique de la martensite, une interface exacte entre la phase mère A et une variante de martensite M_i existe si et seulement si \underline{U}_i présente une valeur propre $\lambda_2 = 1$ avec $\lambda_3 \geq \lambda_2 \geq \lambda_1$.

Les calculs sont détaillés pour deux alliages avec des compositions différentes.

L'alliage I ($\text{Ni}_{51,3}\text{Mn}_{24,0}\text{Ga}_{24,7}$ en %) donne $\lambda_2 = \lambda_3 = \beta_a = 1,013$ et $\lambda_1 = \beta_c = 0,952$ [Jam05]. L'alliage II présente les paramètres de mailles suivants : $a = 5,95 \text{ \AA}$ et $c = 5,60 \text{ \AA}$ [Hec01] et donc $\lambda_2 = \lambda_3 = \beta_a = 1,0188$ et $\lambda_1 = \beta_c = 0,9589$.

Une interface entre l'austénite et une seule variante de martensite n'est pas possible. L'alliage présente alors une interface entre l'austénite et une martensite jumelée, représentée sur la figure A.1 [Lex04]. La martensite jumelée est une composition de plusieurs bandes parallèles composées alternativement de deux variantes de martensite.

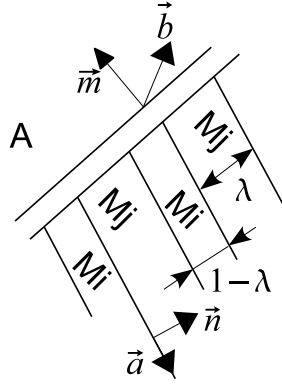


FIG. A.1 – Représentation d'une interface entre austénite et martensite jumelée avec les vecteurs associés [Lex04].

D'après la théorie cristallographique de la martensite, les équations de compatibilité aux interfaces entre deux variantes de martensite (M_i, M_j) donnent :

- l'équation de jumelage entre les martensites M_i et M_j :

$$\underline{R}_{ij}\underline{U}_i - \underline{U}_j = \vec{a} \otimes \vec{n} \quad (\text{A.4})$$

- l'équation d'interface austénite / martensite jumelée :

$$\underline{R}_{ij}(\lambda \underline{R}_{ij}\underline{U}_i + (1 - \lambda)\underline{U}_j) - \underline{1} = \vec{b} \otimes \vec{m} \quad (\text{A.5})$$

L'algorithme pour trouver les solutions est donné dans [Han99].

Détermination des solutions pour l'équation de jumelage entre les variantes M1 et M2

$$\vec{a}_1 = \frac{\sqrt{2}(\beta_a^2 - \beta_c^2)}{\beta_a^2 + \beta_c^2} \begin{pmatrix} \beta_c \\ -\beta_a \\ 0 \end{pmatrix}, \vec{n}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

ou

$$\vec{a}_2 = \frac{\sqrt{2}(\beta_a^2 - \beta_c^2)}{\beta_a^2 + \beta_c^2} \begin{pmatrix} \beta_c \\ \beta_a \\ 0 \end{pmatrix}, \vec{n}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

Des résultats similaires peuvent être déduits pour les couples (M2,M3) et (M3,M1).

Interface austénite - martensite jumelée

Étant donnés une matrice \underline{U}_i (i=1 ou 2) et des vecteurs \vec{a} , \vec{n} qui satisfont l'équation de jumelage, nous obtenons alors une solution pour l'interface austénite-martensite jumelée en utilisant la procédure suivante.

$$\begin{aligned} \delta &= \vec{a} \underline{U}_1 (\underline{U}_1^2 - \underline{1})^{-1} \vec{n} \\ \eta &= \text{tr}(\underline{U}_1^2) - \det(\underline{U}_1^2) - 2 + \frac{\|\vec{a}\|^2}{2\delta} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

L'équation d'interface austénite-martensite jumelée admet une solution si et seulement si :

$$\delta \leq 2 \text{ et } \eta \geq 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{2}{\delta}} \right) \quad (\text{A.10})$$

$$C = (\underline{U}_1 + \lambda \vec{n} \otimes \vec{a})(\underline{U}_1 + \lambda \vec{a} \otimes \vec{n}) \quad (\text{A.11})$$

\vec{e}_1 , \vec{e}_2 , \vec{e}_3 sont les vecteurs propres de C correspondant aux valeurs propres $\lambda'_1 \leq \lambda'_2 \leq \lambda'_3$. Remarquons que $\lambda'_2 = 1$.

Nous pouvons alors déduire :

$$\begin{aligned} \vec{b} &= \frac{\sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_1}}{\sqrt{\lambda_3} - \lambda_3} \left(\sqrt{\lambda_3(1 - \lambda_1)} \vec{e}_1 + k \sqrt{\lambda_1(\lambda_3 - 1)} \vec{e}_3 \right) \\ \vec{m} &= \frac{1}{\sqrt{\lambda_3} - \lambda_1} \left(-\sqrt{1 - \lambda_1} \vec{e}_1 + \sqrt{\lambda_3 - 1} \vec{e}_3 \right) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

avec $k = \pm 1$, et évidemment $\|\vec{m}\| = 1$.

De plus, Bhattacharya dans [Bha03] conclut que la formation d'une interface austenite-martensite jumelée est possible si et seulement si :

$$\beta_c < 1 < \beta_a \quad \beta_a^2 + \beta_c^2 \leq 2 \quad (\text{A.13})$$

Les deux alliages de Ni-Mn-Ga, avec les paramètres différents, satisfont ces conditions. Le paramètre λ peut ainsi être écrit :

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{2(\beta_a^2 - 1)(\beta_c^2 - 1)(\beta_a^2 + \beta_c^2)}{(\beta_c^2 - \beta_a^2)^2}} \right) \quad (\text{A.14})$$

Cette formule constitue une application pour la transformation (maille cubique \rightarrow maille tétragonale) de la formule générale (A.10) et donne $\lambda = 0,2083$ (alliage I) et $\lambda = 0,3083$ (alliage II).

Nous distinguons maintenant le tenseur des déformations, associé au réarrangement $(M1 \rightarrow M2)(\underline{E}^{dtw})$ et le tenseur des déformations, associé à la transformation de phase $(A \rightarrow (M1,M2))(\underline{E}^{tr})$.

Pour M1 \rightarrow M2 :

En théorie cinématique non-linéaire, le tenseur s'exprime par :

$$\begin{aligned}\underline{E}^{dtw} &= \frac{1}{2}(\underline{U}_2^2 - \underline{U}_1^2) \\ &= \begin{pmatrix} 0,0599 & 0 & 0 \\ 0 & -0,0599 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{\text{alliage I}} \\ &= \begin{pmatrix} 0,0593 & 0 & 0 \\ 0 & -0,0593 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{\text{alliage II}}\end{aligned}\quad (\text{A.15})$$

En théorie linéaire, c'est-à-dire avec l'hypothèse des petites déformations, le tenseur s'exprime par :

$$\begin{aligned}\underline{\varepsilon}^{dtw} &= \frac{1}{2}(\vec{a} \otimes \vec{n} + \vec{n} \otimes \vec{a}) \\ &= \begin{pmatrix} 0,0590 & -0,0019 & 0 \\ -0,0019 & -0,0628 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{\text{alliage I}} \\ &= \begin{pmatrix} 0,0581 & -0,0018 & 0 \\ -0,0018 & -0,0617 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{\text{alliage II}}\end{aligned}\quad (\text{A.16})$$

Pour A \rightarrow (M1,M2) :

En théorie cinématique non-linéaire, le tenseur s'exprime par :

$$\begin{aligned}\underline{E}^{tr} &= \frac{1}{2}(\underline{U}_{tw}^2 - \underline{1}) \\ \text{avec } \underline{U}_{tw} &= \lambda \underline{U}_2 + (1 - \lambda) \underline{U}_1 \\ \underline{E}^{tr} &= \begin{pmatrix} -0,0347 & 0 & 0 \\ 0 & 0,0003 & 0 \\ 0 & 0 & 0,0131 \end{pmatrix}_{\text{alliage I}} \\ &= \begin{pmatrix} -0,0224 & 0 & 0 \\ 0 & 0,0004 & 0 \\ 0 & 0 & 0,0190 \end{pmatrix}_{\text{alliage II}}\end{aligned}\quad (\text{A.17})$$

En théorie linéaire, c'est-à-dire avec l'hypothèse des petites déformations, le tenseur s'exprime par :

$$\begin{aligned}
 \underline{\varepsilon}^{tr} &= \frac{1}{2}(\vec{b} \otimes \vec{m} + \vec{m} \otimes \vec{b}) \\
 &= \begin{pmatrix} -0,0358 & -0,0006 & -0,0005 \\ -0,0006 & 0 & 0 \\ -0,0005 & 0 & 0,0128 \end{pmatrix}_{\text{alliage I}} \\
 &= \begin{pmatrix} -0,0232 & -0,0008 & -0,0004 \\ -0,0008 & 0 & 0 \\ -0,0004 & 0 & 0,0186 \end{pmatrix}_{\text{alliage II}}
 \end{aligned} \tag{A.18}$$

Les résultats linéaires et non-linéaires sont proches. Nous utilisons, dans ce mémoire, les résultats issus de la théorie non-linéaire, car les matrices sont diagonales et ne présentent pas plus de difficultés que la théorie linéaire. La figure A.2 présente une représentation tridimensionnelle des différentes interfaces.

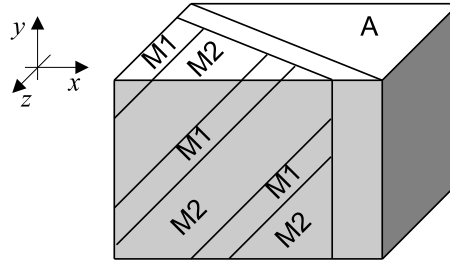


FIG. A.2 – Représentation tridimensionnelle des interfaces entre austénite et martensite jumelée.

Annexe B

Énergie magnétique et coefficient de démagnétisation pour l'actionneur V1

Nous considérons dans cette annexe, un modèle de circuit magnétique correspondant à la réalisation expérimentale du circuit V1. Nous ferons l'hypothèse que le matériau ferromagnétique est idéal (perméabilité infinie) et que les fuites magnétiques sont négligées.

Premier cas

Si l'AMFM n'est pas placé dans l'entrefer, par application du théorème d'Ampère :

$$Ni = H_0(l + e) \quad (\text{B.1})$$

$l + e$ est la largeur totale de l'entrefer, afin de pouvoir comparer avec le cas suivant, nous introduisons l qui correspond à la largeur de l'AMFM bien que celui-ci ne soit pas inséré, e est ainsi la largeur restante de l'entrefer et H_0 est l'excitation magnétique dans l'entrefer. De plus, l'induction magnétique s'exprime dans l'air par : $B_0 = \mu_0 H_0$. L'énergie magnétique totale du système peut donc s'écrire :

$$\mathcal{U}_{mag}^0 = \int_V \int_0^B H(b) db dV = S(l + e)\mu_0 \frac{H_0^2}{2} \quad (\text{B.2})$$

où S est la surface de l'entrefer.

Deuxième cas

Si l'AMFM est placé dans l'entrefer, l'application du théorème d'Ampère donne :

$$Ni = Hl + H_e e \quad (\text{B.3})$$

avec H le champ dans l'AMFM et H_e le champ dans l'entrefer. De plus, la densité de flux magnétique s'exprime dans l'air par : $B_e = \mu_0 H_e$, et dans l'AMFM par : $B = \mu_0(H + M)$. Par conservation du flux, nous avons $B_e = B$.

D'après les équations B.1 et B.3,

$$\begin{aligned} H_0(l + e) &= Hl + H_e e \\ H_0(l + e) &= Hl + \frac{B_e}{\mu_0} e \\ H_0(l + e) &= Hl + (H + M)e \\ H_0 &= H + M \frac{e}{l + e} \end{aligned} \tag{B.4}$$

Le coefficient de démagnétisation est, par définition, le terme N_D dans la relation :

$$H = H_0 - N_D \cdot M \tag{B.5}$$

Nous obtenons donc : $N_D = \frac{e}{l+e}$

De plus, l'énergie magnétique totale du système peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_{mag} &= \int_V \int_0^B H(b) db dV \\ &= Sl \int_0^B H db + Se \int_0^B H_e db \\ &= Sl \int_0^B H db + Se \int_0^B (H + M) db \end{aligned} \tag{B.6}$$

Nous remplaçons H par son expression qui est fonction de H_0 et M :

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_{mag} &= Sl \int_0^B (H_0 - M \frac{e}{l+e}) db + Se \int_0^B (H_0 + M \frac{l}{l+e}) db \\ &= S(l + e) \int_0^B H_0 db \\ &= S(l + e) \mu_0 \int_0^{(M+H)} H_0 d(m + h) \\ &= S(l + e) \mu_0 \left(\int_0^M H_0 dm + \int_0^H H_0 dh \right) \\ &= S(l + e) \mu_0 \left(\int_0^M H_0 dm + \int_0^{H_0} H_0 dh_0 - \frac{e}{l+e} \int_0^M H_0 dm \right) \\ &= S(l + e) \mu_0 \frac{H_0^2}{2} + Sl \mu_0 \int_0^M H_0 dm \end{aligned} \tag{B.7}$$

D'après les équations B.2 et B.7, la différence des énergies avec et sans le matériau est alors :

$$\mathcal{U}_{mag} - \mathcal{U}_{mag}^0 = V_{amfm} \mu_0 \int_0^M H_0 dm \tag{B.8}$$

Susceptibilité et susceptibilité apparente

Si l'on note χ , la susceptibilité magnétique du matériau défini par $M = \chi H$, d'après la définition du coefficient de démagnétisation, on peut déduire la relation suivante :

$$M = \frac{\chi H_0}{1 + N_D \chi} \quad (\text{B.9})$$

Le coefficient $\chi^0 = \frac{\chi}{1 + N_D \chi}$ est appelé susceptibilité magnétique apparente.

Annexe C

Modélisation du circuit magnétique

Cette annexe a pour but d'établir un modèle du circuit magnétique suffisant pour prendre en compte les principaux effets magnéto-statiques dans le circuit V2.

C.1 Expérience réalisée

On utilise le prototype V2 : c'est un circuit de petite dimension ($30 \times 30 \times 25$ mm), alimenté par une source de tension qui crée des créneaux d'une centaine de volts d'amplitude. Aucune limitation en courant n'est indispensable avec ce circuit, car il a une résistance de l'ordre de 60 ohms d'où un courant maximum de $I = \frac{U}{R} = 1,65$ A. On utilise un shunt (résistance de 1 ohm) mis en série dans le circuit pour mesurer le courant. La tension relevée aux bornes du shunt est envoyée directement sur la carte DSpace pour son acquisition. La tension d'alimentation est mesurée à l'aide d'une sonde de tension (calibre 1/50) puis envoyée sur la carte DSpace.

On réalise trois types d'essais :

- sans AMFM dans l'entrefer ;
- avec AMFM dans l'entrefer et maintenu bloqué ($z = 0$) ;
- avec AMFM dans l'entrefer et libre de contrainte ($z = 1$).

Le relevé de ces courbes est présenté sur la figure [C.1](#)

On distingue clairement sur la courbe où l'AMFM est libre de contrainte, l'instant à partir duquel α arrive à saturation.

C.2 Modélisation simplifiée

C.2.1 Modélisation magnétique

On considère deux approximations classiques en modélisation électrotechnique :

1. conservation du flux magnétique (on néglige les fuites de champ),
2. linéarité du comportement magnétique du circuit magnétique en Fe-Si.

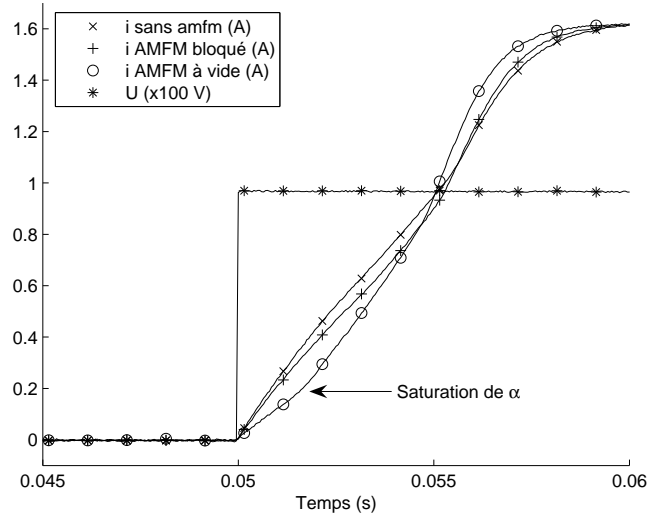


FIG. C.1 – Relevés expérimentaux du courant et de la tension pour les trois cas.

Le champ magnétique H et la magnétisation M que nous avons considérés jusqu'à maintenant sont respectivement le champ et la magnétisation à l'intérieur de l'AMFM. D'après le théorème d'Ampère :

$$Ni = H_{fer}l_{fer} + H_{air}l_e + Hl_{amfm} \quad (C.1)$$

et d'après les lois de conservation du flux :

$$B = B_{air} = B_{amfm} = B_{fer} = \mu_0 H_{air} = \mu_0 \mu_{rfer} H_{fer} \quad (C.2)$$

alors :

$$Ni = B/(\mu_0 \mu_{rfer})l_{fer} + B/\mu_0 l_e + Hl_{amfm} \quad (C.3)$$

On néglige la partie venant du fer ($\mu_{rfer} \rightarrow \infty$) :

$$Ni = B/\mu_0 l_e + Hl_{amfm} \quad (C.4)$$

De plus, $B = \mu_0(H + M)$ D'où :

$$Ni = (H + M)l_e + Hl_{amfm} \quad (C.5)$$

$$= Ml_e + H(l_{amfm} + l_e) \quad (C.6)$$

$$H = \frac{Ni - Ml_e}{l_{amfm} + l_e} \quad (\text{C.7})$$

La magnétisation M dépend de z , θ et α .

$M \cdot \frac{l_e}{l_{amfm} + l_e}$ peut être vu comme un champ de démagnétisation. Remarquons que, si il n'y a pas d'air autour de l'AMFM ($l_e = 0$), il n'y a pas de champ de démagnétisation. Par contre, si l_e tend vers l'infini, le champ de démagnétisation tend vers M .

C.2.2 Modélisation électrique

Dans la modélisation précédente, il manque encore le lien avec la vraie grandeur de commande, c'est-à-dire la tension u appliquée aux bornes du bobinage. En effet, aux bornes d'une bobine, on ne peut pas imposer un courant, mais uniquement une tension, même s'il est vrai qu'un asservissement de courant peut le faire indépendamment.

Ce lien se fait avec la relation suivante :

$$u = R \cdot i + N \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{C.8})$$

où $\phi = \int B dS$ est le flux magnétique traversant la bobine.

On notera également que, dans un cas où il existe une relation linéaire entre ϕ et i , on peut introduire le terme d'inductance L vérifiant la relation suivante :

$$N \cdot \phi = L \cdot i \quad (\text{C.9})$$

et la relation devient alors :

$$u = R \cdot i + L \frac{di}{dt} \quad (\text{C.10})$$

Dans le cas simplifié qui nous concerne, c'est-à-dire lorsque $\phi = B \cdot S_{fer}$ avec S_{fer} qui correspond à la section de fer que le champ magnétique traverse, on obtient alors :

$$u = R \cdot i + N \cdot S_{fer} \cdot \frac{dB}{dt} \quad (\text{C.11})$$

et on a toujours l'expression suivante :

$$B = \mu_0(H + M) \quad (\text{C.12})$$

La résolution de ce jeu d'équation à l'aide de Simulink est représentée sur la figure C.2. L'équation C.11 permet d'obtenir $\frac{dB}{dt}$ à partir de u et i . On intègre ensuite $\frac{dB}{dt}$ pour obtenir B . D'après la relation C.12, on peut obtenir H à partir de M et B . L'équation C.7 permet de calculer i à partir de M et H . Enfin, la relation entre M et H est définie en considérant l'évolution des paramètres θ et α à z fixé.

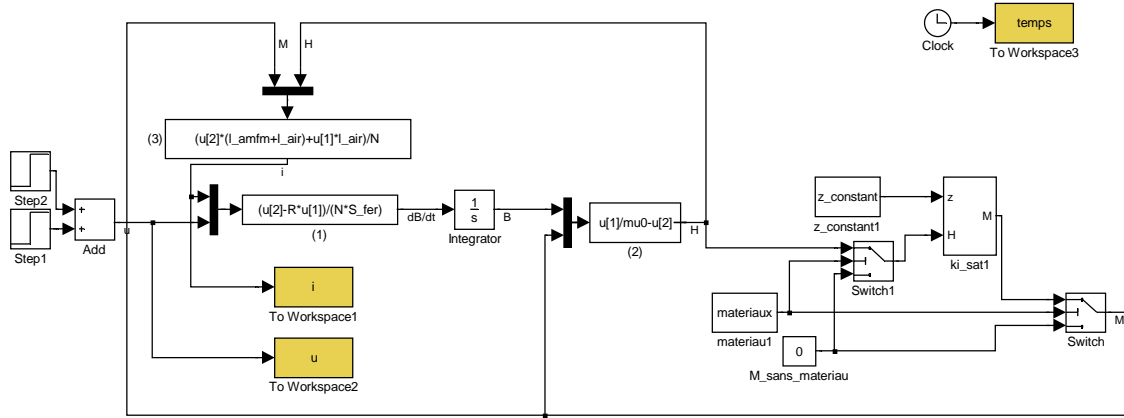
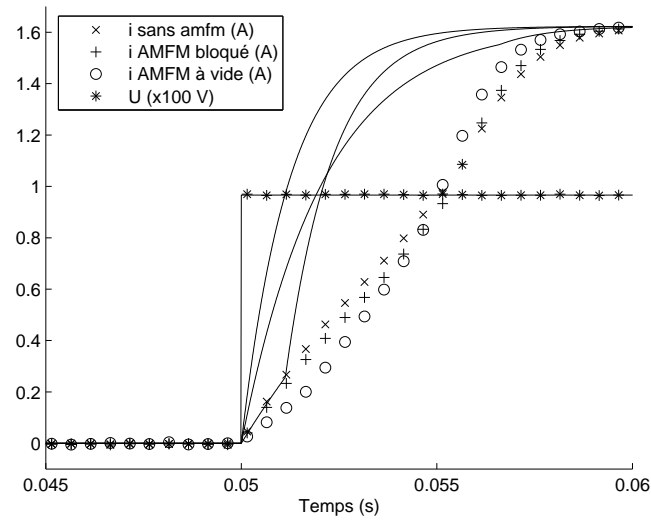


FIG. C.2 – Modélisation Simulink du modèle simplifié.

FIG. C.3 – Représentation du courant pour $z = 1$, $z = 0$ et sans AMFM : modèle (traits continus), expérimentation (traits pointillés).

La figure C.3 représente des simulations (en traits continus) à l'aide de ce modèle avec un échelon de tension en entrée pour $z = 1$, $z = 0$ et sans AMFM dans l'entrefer. Elles sont comparées à des mesures expérimentales (en pointillés).

Les paramètres pour les simulations sont : $l_e = 0,00065$; $l_{amfm} = 0,0032$; $\chi_t = 1$; $\chi_a = 40$; $\mu_0 M_s = 0,65$; $S_{fer} = 0,005 \times 0,02$; $N = 1500$; $R = 59,52$.

On remarque que les pentes à l'origine ne coïncident pas entre l'expérience et le modèle, c'est pourquoi nous allons étudier un modèle un peu plus poussé prenant en compte les fuites du champ magnétique.

C.3 Modélisation prenant en compte les fuites du champ magnétique

Suorsa et al. [Suo04d] proposent un modèle de circuit magnétique de la forme présentée sur la figure C.4. Nous étudions le dimensionnement du circuit magnétique en nous basant sur ce modèle magnéto-statique. Ce type de représentation sous forme de schéma électrique équivalent est courant en magnétostatique : les flux sont similaires à des courants, les sources en Ni sont similaires à des sources de tension et les réluctances sont similaires à des résistances.

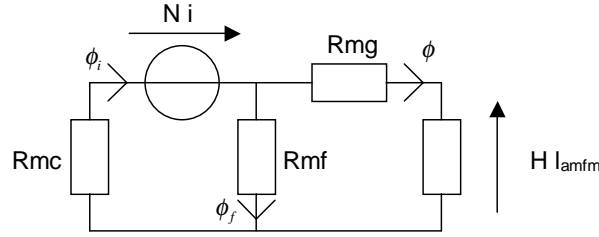


FIG. C.4 – Modélisation du circuit magnétique.

La loi de conservation du flux est alors similaire à la loi des noeuds. Le théorème d'Ampère est similaire à la loi des mailles.

Les réluctances sont de la forme : $Rm = \frac{l}{\mu_{mat} S}$, où l est la longueur de l'élément considéré, S sa section et μ_{mat} sa perméabilité magnétique.

Sur la figure C.4, Rmc représente la réluctance du circuit en Fe-Si (core), Rmg celle de l'air (gap) et Rmf , celle des fuites magnétiques.

Ces trois réluctances ont pour expressions :

$$\begin{aligned} Rmc &= \frac{l_{fer}}{\mu_{fer} S_{fer}} \\ Rmf &= \frac{l_f}{\mu_0 S_f} \\ Rmg &= \frac{l_e}{\mu_0 S_e} \end{aligned} \tag{C.13}$$

On déduit du schéma C.4 les relations suivantes :

$$\begin{cases} Ni = Rmc\phi_i + Rmf\phi_f \\ Rmf\phi_f = Rmg\phi + Hl_{amfm} \\ \phi_i = \phi_f + \phi \end{cases} \quad (\text{C.14})$$

où ϕ_i est le flux créé par la source, ϕ_f est le flux de fuite et ϕ est le flux dans l'AMFM. On remplace les expressions des réluctances, et les flux par des champs ($\phi = B \cdot S$) :

$$\begin{cases} Ni = \frac{l_{fer}}{\mu_{fer}} B_i + \frac{l_f}{\mu_0} B_f \\ \frac{l_f}{\mu_0} B_f = \frac{l_e}{\mu_0} B + Hl_{amfm} \\ S_{fer} B_i = S_f B_f + SB \end{cases} \quad (\text{C.15})$$

auxquelles, nous ajoutons deux autres relations :

$$\begin{aligned} B &= \mu_0(H + M) \\ u &= R \cdot i + N \cdot S_{fer} \cdot \frac{dB_i}{dt} \end{aligned} \quad (\text{C.16})$$

À l'aide de toutes ces relations, on peut déduire les relations suivantes :

$$\begin{aligned} Ni = \mu_0 H \left[\frac{l_{fer} S_f}{\mu_{fer} S_{fer}} \left(\frac{l_{amfm} + l_e + l_f \frac{S}{S_f}}{l_f} \right) + \frac{l_{amfm} + l_e}{\mu_0} \right] \\ + \mu_0 M \left[\frac{l_{fer} S_f}{\mu_{fer} S_{fer}} \left(\frac{l_e + l_f \frac{S}{S_f}}{l_f} \right) + \frac{l_e}{\mu_0} \right] \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

$$H = \frac{B_i l_f \frac{S_{fer}}{S_f} - \mu_0 M \left(l_f \frac{S}{S_f} + l_e \right)}{\mu_0 \left(l_{amfm} + l_e + l_f \frac{S}{S_f} \right)} \quad (\text{C.18})$$

On peut alors résoudre ce jeu d'équations à l'aide de Simulink de la même manière que dans la section précédente, en remplaçant respectivement les équations C.7, C.11 et C.12 par les équations C.17, C.16 et C.18.

La figure C.5 représente des simulations (en traits continus) à l'aide de ce modèle avec un échelon de tension en entrée pour $z = 1$, $z = 0$ et sans AMFM dans l'entrefer. Elles sont comparées à des mesures expérimentales (en pointillés).

Les paramètres pour les simulations sont : $l_e = 0,00065$; $l_{amfm} = 0,0032$; $\chi_t = 1$; $\chi_a = 40$; $\mu_0 M_s = 0,65$; $S_{fer} = 0,005 \times 0,02$; $N = 1500$; $R = 59,52$; $l_f = 0,027$; $l_{fer} = 0,003$; $\mu_{fer} = 7700 * \mu_0$

On remarque que les pentes à l'origine coïncident, mais il reste des problèmes concernant les courants forts. C'est pourquoi nous allons améliorer le modèle en prenant en compte la saturation du Fe-Si.

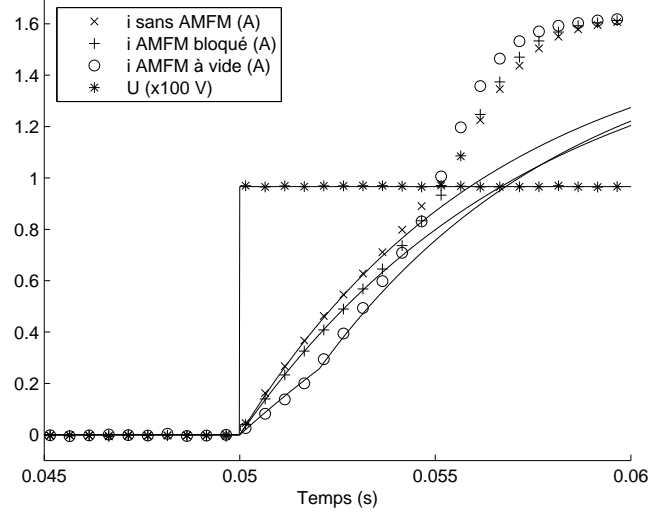


FIG. C.5 – Représentation du courant pour $z = 1$, $z = 0$ et sans AMFM, modèle (traits continus), expérimentation (traits pointillés).

C.4 Modélisation prenant en compte les fuites du champ magnétique et la saturation du Fe-Si

On ne considère plus la réluctance R_{mc} comme une constante mais comme un paramètre qui varie en fonction du champ B_i la traversant. En effet, dans l'expression de R_{mc} , intervient la valeur μ_{fer} . Celle-ci peut être considérée constante si le champ reste faible mais, à cause de la saturation du fer à champ important, μ_{fer} devient une fonction de B_i .

Dans la modélisation numérique, il suffit de séparer la constante μ_{fer} qui apparaît dans l'équation C.17 et de la calculer à partir de B_i . Le schéma C.6 présente cette solution.

Concernant l'écriture de la fonction $\mu_{fer} = f(B_i)$, plusieurs modèles de saturation existent. Cependant, pour un matériau, ces modèles écrivent plutôt $M_i = f(H_i)$. D'après les relations $B_i = \mu_0(H_i + M_i)$ et $B_i = \mu_{fer}H_i$, nous pouvons ensuite déduire $\mu_{fer} = f(B_i)$.

Voici par exemple trois modèles issus de la littérature :

- le modèle de la documentation de Flux3D (en *arctan*) [doc00] :

$$M_i = \frac{2 \cdot M_s}{\pi} \arctan \left(\frac{\pi \chi_{fer}}{2M_s} H_i \right) ; \quad (C.19)$$

- le modèle de Fröhlich-Kennely [Jil98] :

$$M_i = \frac{\alpha H_i}{1 + \beta H_i} ; \quad (C.20)$$

- le modèle utilisé dans la thèse de M. Arib [Ari98] :

$$Hi = \alpha \tanh^{-1} \left(\frac{M}{M_s} \right) + \beta \left(\frac{M}{M_s} \right) + \gamma \left(\frac{M}{M_s} \right)^3 ; \quad (\text{C.21})$$

En considérant un modèle en *arctan*, on peut obtenir la courbe qui est présentée sur la figure C.7.

Les paramètres de simulation sont les mêmes que précédemment avec en plus :

- pente à l'origine de la courbe $M_{fer} = f(H_{fer}) : \chi_{fer} = 7700$;
- saturation du fer : $M_{satfer} = \frac{2,03}{\mu_0}$.

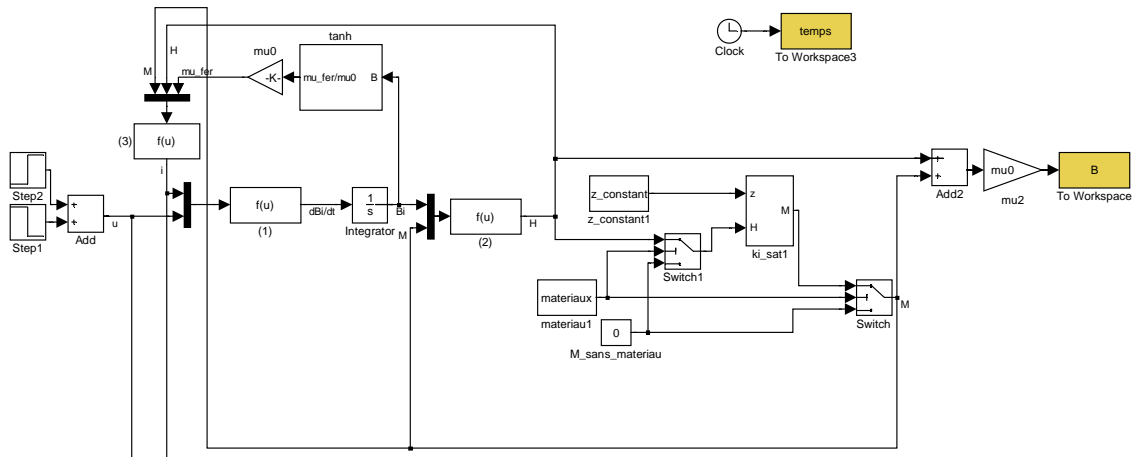


FIG. C.6 – Modélisation Simulink du modèle avec fuites et saturation.

C.5 Coefficient de démagnétisation

Lorsque l'échantillon d'AMFM n'est pas présent dans l'entrefer, le champ H s'appelle H_0 , la magnétisation M peut être considéré nulle, et d'après la relation C.17 :

$$Ni = \mu_0 H_0 \left[\frac{l_{fer} S_f}{\mu_{fer} S_{fer}} \left(\frac{l_{amfm} + l_e + l_f \frac{S}{S_f}}{l_f} \right) + \frac{l_{amfm} + l_e}{\mu_0} \right] \quad (\text{C.22})$$

D'après les équations C.17 et C.22, on peut déduire le coefficient de démagnétisation pour ce circuit :

$$N_D = \frac{\mu_0 l_{fer} S_f \left(l_e + l_f \frac{S}{S_f} \right) + l_e \mu_{fer} S_{fer} l_f}{\mu_0 l_{fer} S_f \left(l_{amfm} + l_e + l_f \frac{S}{S_f} \right) + \mu_{fer} S_{fer} l_f (l_{amfm} + l_e)} \quad (\text{C.23})$$

Dans cette annexe, trois modélisations ont été proposées. Il s'avère que, pour obtenir des résultats corrects au niveau de la corrélation entre les simulations et les expériences, il faut prendre au moins en compte un modèle avec les fuites de champ magnétique et

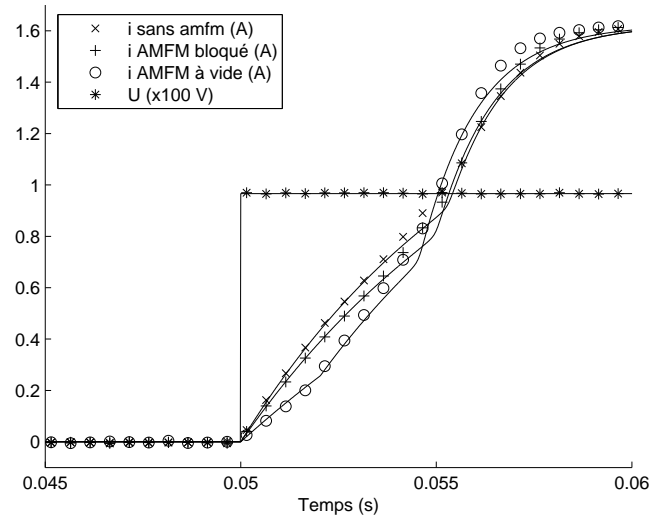


FIG. C.7 – Représentation du courant pour $z = 1$, $z = 0$ et sans AMFM : modèle (traits continus), expérimentation (traits pointillés).

la saturation du circuit ferromagnétique. Avec ces considérations, les principaux effets sont modélisés et le modèle correspond correctement aux mesures expérimentales.

Bibliographie

- [Aal00] I. Aaltio and K. Ullakko. Magnetic shape memory (msm) actuators. In *Proceedings of the 7th International Conferenc on New Actuators, ACTUATOR 2000*, page 45, Bremen, Germany, June 2000.
- [Aba00] J. Abadie. *Etude et réalisation de microactionneurs intégrés à base d'alliage à mémoire de forme. Application à la microrobotique et aux microsystèmes*. PhD thesis, Thèse LAB / Université de Franche-Comté, Besançon, 2000.
- [Ada] Adaptamat. <http://www.adaptamat.com>.
- [Adl06] A.A. Adly, D. Davino, and C. Visone. Simulation of field effects on the mechanical hysteresis of terfenol rods and magnetic shape memory materials using vector preisach-type models. *Physica B*, 372 :207–210, 2006.
- [Ari98] M. Arib. *Contribution à l'étude des interactions magnéto-mécaniques dans les ferromagnétiques solides*. PhD thesis, Université de Technologie de Compiègne, 1998.
- [Åst00] K. J. Åström and K. Furuta. Swinging up a pendulum by energy control. *Automatica*, 36(2) :287–295, 2000.
- [Ast04] A. Astolfi and A. J. Van der Schaft, editors. *Lagrangian and Hamiltonian Methods for Nonlinear Control*. Special Issue of European Journal of Control, Volume 10, Number 5. Hermes, 2004.
- [Bal87] J.M. Ball and R.D. James. Fine phase mixtures as minimizers of energy. *Arch. Rational. Mech. Anal.*, 100 :13–52, 1987.
- [Bal92] J.M. Ball and R.D. James. Proposed experimental tests of the theory of fine microstructure and the two well problem. *Phil. Trans. Royal Soc. London*, A 338 :389–450, 1992.
- [BC01] Y. Bar-Cohen, editor. *Electroactive Polymer (EAP) Actuators as Artificial Muscles*. SPIE Press, 2001.
- [Ben98] H. Benzaoui. *Modélisation thermomécanique et commande d'actionneurs en alliages à mémoire de forme pour la microrobotique*. PhD thesis, Thèse LAB / Université de Franche-Comté, Besançon, 1998.
- [Bha03] K. Bhattacharya. *Microstructure of Martensite : Why It Forms and How It Gives Rise to the Shape-Memory Effect*. Oxford series on materials modelling, 2003.

- [Bre98] J. M. Breguet. *Actionneurs "stick and slip" pour micro-manipulateurs*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1998.
- [Bri93] L.C. Brinson. One-dimensional constitutive behavior of shape memory alloys : Thermomechanical derivation with non-constant material functions and redefined martensite internal variable. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 4 :229–242, 1993.
- [Bro07] B. Brogliato, R. Lozano, B. Maschke, and O. Egeland. *Dissipative Systems Analysis and Control. Theory and Applications*. 2nd Edition, Springer, 2007.
- [Buc03] V.D. Buchelnikov and S.I. Bosko. The kinetics of phase transformations in ferromagnetic shape memory alloys ni-mn-ga. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 258-259 :497–499, 2003.
- [BV98] I. J. Busch-Vishniac. *Electromechanical Sensors and Actuators*. Springer - Berlin, 1998.
- [Che04] V.A. Chernenko, V.A. L'vov, E. Cesari, J. Pons, A.A. Rudenko, H. Date, M. Matsumoto, and T. Kanomatad. Stress-strain behaviour of ni-mn-ga alloys : experiment and modelling. *Materials Science and Engineering A*, 378 :349–352, 2004.
- [Cou06] R. N. Couch. *Development of magnetic shape memory alloy actuators for a swashplateless helicopter rotor*. PhD thesis, University of Maryland, College Park, 2006.
- [Cou07] R. N. Couch and Inderjit Chopra. A quasi-static model for nimnga magnetic shape memory alloy. *Smart Materials and Structures*, 16 :S11–S21, 2007.
- [Cra68] S. H. Crandall, D. C. Karnopp, Jr. E. F. Krutz, and D. C. Pridmore-Brown. *Dynamics of Mechanical and Electromechanical Systems*. McGraw-Hill Inc., New York, 1968.
- [Cra82] Stephen H. Crandall, Dean C. Karnopp, Edward F. Kurtz Jr., and David C. Pridmore-Brown. *Dynamics of Mechanical and Electromechanical Systems*. Krieger Publishing, Malabar, Reprint of 1968 McGraw Hill, 1982.
- [Cre04a] N. Creton. *Etude du comportement magnéto-mécanique des alliages à mémoire de forme de type Heusler Ni-Mn-Ga*. PhD thesis, Université de Franche-Comté (France), Besançon, 2004.
- [Cre04b] N. Creton, L. Hirsinger, and C. Lexcellent. Courbes de transition de phases du ni-mn-ga sous champ magnétique et/ou sous contrainte mécanique. In *Colloque national Mecamat*, Aussois (France), 2004.
- [Cre05] N. Creton and L. Hirsinger. Rearrangement surfaces under magnetic field and/or stress in ni-mn-ga. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 290-291 :832–835, 2005.
- [Cug02] O. Cugat, editor. *Micro-actionneurs électroactifs*. Editions Hermès, 2002.
- [DeS02] A. DeSimone and R. D. James. A constrained theory of magnetoelasticity. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 50(2) :283–320, 2002.

- [doc00] *Notice d'utilisation générale du logiciel FLUX 3D de Cedrat*, 2000.
- [dS00] A. Van der Schaft. *L₂-Gain and Passivity Techniques in Nonlinear Control*. Springer-Verlag, 2000.
- [Fai06] L. E. Faidley, M. J. Dapino, G. N. Washington, and T. A. Lograsso. Modulus increase with magnetic field in ferromagnetic shape memory ni-mn-ga. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 17 :123–131, 2006.
- [Feu97] A. Feuer, G. C. Goodwin, and M. Salgado. Potential benefits of hybrid control for linear time invariant plants. In *Proceedings of American Control Conference, Albuquerque, NM, USA*, pages 2790–2794, 1997.
- [Feu03] J. Feuchtwanger, S. Michael, J. Juang, D. Bono, R.C. O’Handley, S.M. Allen, C. Jenkins, J. Goldie, and A. Berkowitz. Energy absorption in ni-mn-ga-polymer composites. *Journal of Applied Physics*, 93(10) :8528–8530, mai 2003.
- [Gat06] H.H. Gatzert, M. Hahn, and K. Ullakko. Characterization of magnetic shape memory (msm) material and its application in a hybrid micro actuator. In *ACTUATOR 2006, 10th International Conference on New Actuators, Bremen, Germany*, pages 406–409, 2006.
- [Gau02] M. Gauthier. *Conception et commande d’un dispositif magnétique de micromanipulation par poussée. Application à la manipulation de micro-objets biologiques*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2002.
- [Gau04] J. Y. Gauthier. Conception d’actionneurs à base d’alliage à mémoire de forme magnétique. Master’s thesis, U.F.R. des sciences et techniques de l’Université de Franche-Comté, 2004.
- [Ge97] P. Ge and M. Jouaneh. Generalized preisach model for hysteresis nonlinearity of piezoceramic actuators. *Precision Engineering*, 20(2) :99–111, 1997.
- [Ge06] Y. Ge, O. Heczko, O. Söderberg, and S. P. Hannula. Magnetic domain evolution with applied field in a ni-mn-ga magnetic shape memory alloy. *Scripta Materialia*, 54 :2155–2160, 2006.
- [Gla03] N.I. Glavatska, A.A. Rudenko, I.N. Glavatskiy, and V.A. L’vov. Statistical model of magnetostrain effect in martensite. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 265 :142–151, 2003.
- [Gol80] H. Goldstein. *Classical Mechanics*. Addison-Wesley, 1980.
- [Gue07] Q. Guegan, J. N. Foulc, O. Tillement, F. Ayela, and J. Chevalier. De nouvelles perspectives pour les fluides électrorhéologiques : l’effet er géant. In *Conférence C’SAME 2007, Toulouse*, 2007.
- [Ham81] P. Hammond. *Energy Methods in Electromagnetism*. Clarendon Press - Oxford University Press, 1981.
- [Han99] K. F. Hane. Bulk and thin film microstructures in untwinned martensites. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 47(9) :1917–1939, 1999.
- [Hec00] O. Heczko, A. Sozinov, and K. Ullakko. Giant field-induced reversible strain in magnetic shape memory nimnga alloy. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(5) :3266–3268, 2000.

- [Hec01] O. Heczko and K. Ullakko. Effect of temperature on magnetic properties of ni-mn-ga magnetic shape memory (msm) alloys. *IEEE Transactions on Magnetism*, 37(4) :2672–2674, 2001.
- [Hec03] O. Heczko and L. Straka. Temperature dependence and temperature limits of magnetic shape memory effect. *Journal of Applied Physics*, 94 :7139–7143, 2003.
- [Hec04] O. Heczko and L. Straka. Giant magneto-elastic strain - magnetic shape memory effect. *Czechoslovak Journal of Physics*, 54 :611–614, 2004.
- [Hir01] L. Hirsinger and C. Lexcellent. The ferromagnetic shape memory alloys ni-mn-ga : new materials for active systems. In *Mecatronics'01 / 5th Franco-Japanese Congress and 3rd European-Asian Congress*, Besançon (France), octobre 2001.
- [Hir02] L. Hirsinger and C. Lexcellent. Modelling detwinning of martensite platelets under magnetic and (or) stress actions in ni-mn-ga alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 254-255 :275–277, 2002.
- [Hir04a] L. Hirsinger. Ni-mn-ga shape memory alloys : Modelling of magneto-mechanical behaviour. *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics / IOS Press*, 19(1-4) :473–477, 2004.
- [Hir04b] L. Hirsinger, N. Creton, and C. Lexcellent. From crystallographic properties to macroscopic detwinning strain and magnetisation of ni-mn-ga magnetic shape memory alloys. *J. Phys. IV*, 115 :111–120, 2004.
- [Hir04c] L. Hirsinger, N. Creton, and C. Lexcellent. Stress-induced phase transformations in ni-mn-ga alloys : experiments and modelling. *Materials Science and Engineering A*, 378 (1-2) :365–369, 2004.
- [Hug97] D. Hughes and J. T. Wen. Preisach modeling of piezoceramic and shape memory alloy hysteresis. *Smart Materials and Structures*, 6 :287–300, 1997.
- [Jam98] R. D. James and M. Wuttig. Magnetostriction of martensite. In *Philosophical Magazine A*, volume 77, pages 1273 – 1299, 1998.
- [Jam05] R.D. James and Z. Zhang. *Magnetism and Structure in Functional Materials*, chapter A way to search for multiferroic materials with "unlikely" combinations of physical properties, pages 159–175. Materials Science Springer Verlag, 2005.
- [Jan99] H. Janocha, editor. *Adaptronics and Smart Structures. Basics, materials, Design, and Applications*. Springer-Verlag, 1999.
- [Jia02] C. Jiang, T. Liang, H. Xu, M. Zhang, and G. Wu. Superhigh strains by variants reorientation in the nonmodulated ferromagnetic nimnga alloys. *Applied Physics Letters*, 81(15) :2818–2820, 2002.
- [Jil98] D. C. Jiles. *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials, Second Edition*. Chapman and Hall Publishers, 1998.
- [Jos01] Daniel S. Joseph. *Parameter Identification for the Preisach Model of Hysteresis*. PhD thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2001.

- [Kar06] H.E. Karaca, I. Karaman, B. Basaran, Y.I. Chumlyakov, and H.J. Maier. Magnetic field and stress induced martensite reorientation in nmnga ferromagnetic shape memory alloy single crystals. *Acta Materialia*, 54 :233–245, 2006.
- [Kha02] H. K. Khalil. *Nonlinear Systems (third edition)*. Prentice Hall, 2002.
- [Kha04] M.M. Khan, D.C. Lagoudas, J.J. Mayes, and B.K. Henderson. Pseudoelastic sma spring elements for passive vibration isolation : Part i - modeling. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 15 :415–441, 2004.
- [Kia05] J. Kiang and L. Tong. Modelling of magneto-mechanical behaviour of ni-mnnga single crystals. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 292 :394–412, 2005.
- [Kie05] B. Kiefer and D. C. Lagoudas. Magnetic field-induced martensitic variant reorientation in magnetic shape memory alloys. *Philosophical Magazine Special Issue : Recent Advances in Theoretical Mechanics, in Honor of SES 2003 A.C. Eringen Medalist G.A. Maugin*, 85(33-35) :4289–4329, 2005.
- [Kie07] B. Kiefer, H.E. Karaca, D.C. Lagoudas, and I. Karaman. Characterization and modeling of the magnetic field-induced strain and work output in ni2mnnga magnetic shape memory alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 312 :164–175, 2007.
- [KN] Kleindiek-Nanotechnik. <http://www.nanotechnik.com/>.
- [Koh03] M. Kohl, S. Hoffmann, Y. Liu, M. Ohtsuka, and T. Takagi. Optical scanner based on a nmnga thin film microactuator. *J. Phys. IV France*, 112 :1185–1188, 2003.
- [Koh04] M. Kohl, D. Brugger, M. Ohtsuka, and T. Takagi. A novel actuation mechanism on the basis of ferromagnetic sma thin films. *Sensors and Actuators A*, 114 :445–450, 2004.
- [Koh06] M. Kohl, D. Brugger, and B. Krevet. Ferromagnetic shape memory actuator for large 2d optical scanning. In *19th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, Istanbul, Turkey*, 2006.
- [Lan84] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, and L.P. Pitaevskii. *Electrodynamics of Continuous Media : Volume 8 (Course of Theoretical Physics) (2nd Edition)*. Butterworth-Heinemann, 1984.
- [Lan86] C. Lanczos. *The Variational Principle of Mechanics, Fourth edition*. Dovers Publications, Reprint of 1970 University of Toronto Press, 1986.
- [Lex04] C. LExcellent and P. Blanc. Phase transformation yield surface determination for some shape memory alloys. *Acta materialia*, 52(8) :2317–2324, 2004.
- [Lia00] Y. Liang, H. Kato, and M. Taya. Bending of fe-30at.% pd ferromagnetic shape memory alloy by a magnetic field. In *Proc. of Plasticity '00 : The 8th Internal Symposium on plasticity and Its Current Applications / Plastic and Viscoplastic Response of Materials and Metal Forming*, pages 193–195, 2000.

- [Lia03] Y. Liang, M. Taya, and Y. Kuga. Design of diaphragm actuator based on ferromagnetic shape memory alloy composite. In *SPIE meeting / Smart Structure and Materials*, San Diego (CA), mars 2003.
- [Lia06a] Y. Liang, H. Kato, and M. Taya. Model calculation of 3d-phase transformation diagram of ferromagnetic shape memory alloys. *Mechanics of Materials*, 38 :564–570, 2006.
- [Lia06b] Y. Liang, Y. Kuga, and M. Taya. Design of a membrane actuator based on ferromagnetic shape memory alloy composite for synthetic jet applications. *Sensors and Actuators A*, 125 :512–518, 2006.
- [Lik00a] A.A. Likhachev and K. Ullakko. Magnetic-field-controlled twin boundaries motion and giant magneto-mechanical effects in ni-mn-ga shape memory alloy. *Physics Letters A*, 275 :142–151, 2000.
- [Lik00b] A.A. Likhachev and K. Ullakko. Quantitative model of large magnetostrain effect in ferromagnetic shape memory alloys. *Eur. Phys. J. B*, 14 :263–267, 2000.
- [Lik04] A. Likhachev, A. Sozinov, and K. Ullakko. Different modeling concepts of magnetic shape memory and their comparison with some experimental results obtained in ni-mn-ga. *Materials Science and Engineering A*, 378 :513–518, 2004.
- [L’v99] V.A. L’vov and V.A. Chernenko. Thermodynamics of stress induced martensitic transformation : Application to ni-mn-ga alloys. *The European Physical Journal Applied Physics*, 8 :25–28, 1999.
- [Mar05] M.A. Marioni, R.C. O’Handley, S.M. Allen, S.R. Hall, D.I. Paul, M.L. Richard, J. Feuchtwanger, B.W. Perterson, J.M. Chambers, and R. Techapiesancharoenkij. The ferromagnetic shape-memory effect in ni-mn-ga. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 290-291 :35–41, 2005.
- [Mül02] P. Müllner, V. A. Chernenko, M. Wollgarten, and G. Kostorz. Large cyclic deformation of a ni-mn-ga shape memory alloy induced by magnetic fields. *Journal of Applied Physics*, 92(11) :6708–6713, 2002.
- [Mül03] P. Müllner, V.A. Chernenko, and G. Kostorz. A microscopic approach to the magnetic-field-induced deformation of martensite (magnetoplasticity). *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 267 :325–334, 2003.
- [Mur00] S. J. Murray, S. M. Allen, R. C. O’Handley, and T. A. Lograsso. Magneto-mechanical performance and mechanical properties of ni-mn-ga ferromagnetic shape memory alloys. In *SPIE Proc.*, 3992, 387, 2000.
- [Mur01a] S. J. Murray, R. C. O’Handley, and S. M. Allen. Model for discontinuous actuation of ferromagnetic shape memory alloy under stress. *Journal of Applied Physics*, 89(2) :1295–1301, 2001.
- [Mur01b] S.J. Murray, M. Marioni, P.G. Tello, S.M. Allen, and R.C. O’Handley. Giant magnetic-field-induced strain in ni-mn-ga crystals : experimental results and modeling. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 226-230 :945–947, 2001.

- [Nak04] M. Nakamura, S. Goto, and N. Kyura. *Mechatronic servo system control, problems in industries and their theoretical solutions*. Springer-Verlag, 2004.
- [Nog05] B. Nogarede. *Électrodynamique Appliquée*. Dunod, 2005.
- [O'H00] R. C. O'Handley, S. J. Murray, M. Marioni, H. Nembach, and S. M. Allen. Phenomenology of giant magnetic-field-induced strain in ferromagnetic shape-memory materials. *Journal of Applied Physics*, 87(9) :4712–4717, 2000.
- [Org04] L. Orgéas, A. Vivet, D. Favier, C. LExcellent, and Y. Liu. Hysteretic behaviour of a cu-zn-al single crystal during superelastic shear deformation. *Scripta Materialia*, 51 :297–302, 2004.
- [Ort98] R. Ortega, A. Loria, P. J. Nicklasson, and H. Sira Ramirez. *Passivity-based Control of Euler-Lagrange Systems*. Springer-Verlag, 1998.
- [Pei01] Jan Peirs. *Design of micromechatronic systems : scale laws, technologies, and medical applications*. PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven, 2001.
- [Pon03] J. Pons, V.A. Chernenko, E. Cesari, , and V.A. L'vov. Stress-strain - temperature behaviour for martensitic transformation in ni-mn-ga single crystal compressed along $\langle 001 \rangle$ and $\langle 110 \rangle$ axes. *Journal de Physique IV*, 112 :939–942, 2003.
- [Pon05] J. L. Pons. *Emerging Actuator Technologies : A Micromechatronic Approach*. John Wiley and Sons, 2005.
- [Pre35] F. Preisach. Über die magnetische nachwirkung. *Z. Phys.*, 94 :277–302, 1935.
- [Pre06] A. Preumont. *Mechatronics : Dynamics of Electromechanical and Piezoelectric Systems*. Springer Verlag, 2006.
- [Rak06] M. Rakotondrabe. *Développement et commande modulaire d'une station de microassemblage*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2006.
- [Ric06] M. Richard, J. Feuchtwanger, D. Schlagel, T. Lograsso, S.M. Allen, and R.C. O'Handley. Crystal structure and transformation behavior of ni-mn-ga martensites. *Scripta Materialia*, 54 :1797–1801, 2006.
- [Rob06] R. D. III Robinett and D. G. Wilson. Exergy and irreversible entropy production thermodynamic concepts for control system design : Robotic servo applications. In *Proceedings of the 2006 IEEE International Conference on Robotics and Automation, Orlando, Florida*, 2006.
- [Seg96] G. Segulier and F. Notelet. *Électrotechnique industrielle*. Lavoisier Tec & Doc, 1996.
- [Sep97] R. Sepulchre, M. Janković, and P. Kokotović. *Constructive Nonlinear Control*. Springer-Verlag, 1997.
- [Sod06] O. Soderberg, A. Sozinov, Y. Ge, S-P. Hannula, and V.K. Lindroos. *Handbook of Magnetic Materials, volume 16*, chapter Giant Magnetostrictive materials. Elsevier, 2006.
- [Som64] A. Sommerfeld. *Thermodynamics and Statistical Mechanics*. Academic Press, 1964.

- [Soz02] A. Sozinov, A.A. Likhachev, and K. Ullakko. Crystal structures and magnetic anisotropy properties of ni-mn-ga martensitic phases with giant magnetic-field-induced strain. *IEEE transactions on magnetics*, 38(5) :2814–2816, 2002.
- [Str05] V.K. Strivastava, R. Chatterjee, A.K. Nigam, and R.C. O’Handley. Electric and magnetic signatures of martensitic and intermartensitic transformation in ni-mn-ga crystal. *Solid State Communications*, 136 :297–299, 2005.
- [Str06] L. Straka, O. Heczko, and S.-P. Hannula. Temperature dependence of reversible field-induced strain in ni-mn-ga single crystal. *Scripta Materialia*, 54 :1497–1500, 2006.
- [Suo02] I. Suorsa, J. Tellinen, E. Pagounis, I. Aaltio, and K. Ullakko. Applications of magnetic shape memory actuators. In *8th international conference ACTUATOR 2002*, Bremen (Germany), 2002.
- [Suo04a] I. Suorsa, E. Pagounis, , and K. Ullakko. Magnetization dependence on strain in the ni-mn-ga magnetic shape memory material. *Applied Physics Letters*, 84(23) :4658–4660, 2004.
- [Suo04b] I. Suorsa, E. Pagounis, and K. Ullakko. Magnetic shape memory actuator performance. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 272-276 :2029–2030, 2004.
- [Suo04c] I. Suorsa, E. Pagounis, and K. Ullakko. Magnetic shape memory actuator performance. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 272-276 :2029–2030, 2004.
- [Suo04d] I. Suorsa, J. Tellinen, I. Aaltio, E. Pagounis, and K. Ullakko. Design of active element for msm-actuator. In *ACTUATOR 2004 / 9th International Conference on New Actuators*, Bremen (Germany), juin 2004.
- [Suo04e] I. Suorsa, J. Tellinen, K. Ullakko, and E. Pagounis. Voltage generation induced by mechanical straining in magnetic shape memory materials. *J. of Appl. Phys.*, 95 :8054–8058, 2004.
- [Suo05] I. Suorsa, E. Pagounis, and K. Ullakko. Position dependent inductance based on magnetic shape memory materials. *Sensors and Actuators A*, 121 :136–141, 2005.
- [Tel02] J. Tellinen, I. Suorsa, A. Jääskeläinen, I. Aaltio, and K. Ullakko. Basic properties of magnetic shape memory actuators. In *8th international conference ACTUATOR 2002*, Bremen (Germany), 2002.
- [Tic99] R. Tickle, R. D. James, M. Wuttig, and V. V. Kokorin. Ferromagnetic shape memory in the NiMnGa system. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35(5) :4301–4310, 1999.
- [Tic00] R. Tickle. *Ferromagnetic Shape Memory Materials*. PhD thesis, Faculty of the graduate school of the university of Minnesota, Minneapolis (USA), mai 2000.
- [Ull96] K. Ullakko, J. K. Huang, C. Kantner, R. C. O’Handley, and V. V. Kokorin. Large magnetic-field-induced strains in ni2mnga single crystals. In *Applied Physics Letters*, volume 69, pages 1966–1968, 1996.

- [Via83] D. Viault and P. Boucher. Systèmes non linéaires : Méthode du premier harmonique. *Techniques de l'ingénieur. Informatique industrielle*, S1 :R7190.1–R7190.19, 1983.
- [Viv98] A. Vivet and C. LExcellent. Micromechanical modelling for tension-compression pseudoelastic behavior of AuCd single crystals. *EPJ. Applied physics*, 4(2) :125–132, 1998.
- [Wad02] T. Wada, C.C. Lee, and M. Taya. Design of fepd spring actuators (center for intelligent materials and systems, univ. of washington, seattle, usa), communication interne. 2002.
- [Wan04] F. Wang, Q. Zhang, W. Li, and X. Wu. Operation principle and control method of a linear motor made by magnetically controlled shape memory alloy. In *International Conference on Power System Technology, POWERCON 2004, Singapore*, 2004.
- [Wan05] F. Wang, W. Li, Q. Zhang, and X. Wu. Operation principle and design of a differential magnetic shape memory actuator. In *Industry Applications Conference, fortieth IAS Annual Meeting*, volume 3, pages 2114–2118, 2005.
- [Wen03] W. Wen, X. Huang, S. Yang, K Lu, and P. Sheng. The giant electrorheological effect in suspensions of nanoparticles. *Nature Materials*, 2 :727–730, 2003.
- [Zuo98] F. Zuo, X. Su, and K.H. Wu. Magnetic properties of the premartensitic transition in Ni_2MnGa alloys. *Physical Review B*, 58(17) :11127–11130, 1998.

Publications personnelles

Revue internationale à comité de lecture

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, C. LEXCELLENT, N. CHAILLET, "Non-linear Hamiltonian modelling of Magnetic Shape Memory Alloy based actuators", *Sensors and Actuators A : physical* (accepté pour publication).

J. Y. GAUTHIER, C. LEXCELLENT, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, "Modeling Rearrangement Process of Martensite Platelets in a Magnetic Shape Memory Alloy Ni₂MnGa Single Crystal under Magnetic Field and (or) Stress Action", *Journal of intelligent Material Systems and Structures*, vol.8, no3, pp. 289-299, 2007.

Communications internationales à comité de lecture

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, C. LEXCELLENT, "Original hybrid control for robotic structures using Magnetic Shape Memory Alloys actuators", *IEEE/RSJ 2007 International Conference on Intelligent Robots and Systems (IROS'07)*, 29 october - 2 november 2007, San Diego, CA, USA.

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, C. LEXCELLENT, "Magnetic Shape Memory Alloy and Actuator Design", *Proc. of the 5th International Workshop on Microfactories (IWMF'06)*, 25-27 octobre 2006, Besançon, France.

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, C. LEXCELLENT, N. CHAILLET, "Multistable actuator based on magnetic shape memory alloy", *Proc. of the 10th International Conference on New Actuators (ACTUATOR 2006)*, pp 787-790, 14-16 June 2006, Bremen, Germany.

Communications internationales sans actes

J.Y. GAUTHIER, C. LEXCELLENT, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, "Modeling thermo-magneto-mechanical behavior of a Ni₂MnGa magnetic shape memory alloy single crystal", *International Conference on Thermo-Mechanical Modeling of Solids*, 9-12 July 2007, Ecole Polytechnique, France

C. LEXCELLENT, J.Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, "Microstructure prediction, hysteresis minimisation, magnetic behavior for first order phase transformation materials", *Midterm Meeting of the MULTIMAT Marie Curie Research*

Training Network, 22-25 November 2006, Antwerpen, Belgium.

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, C. LEXCELLENT, "MSMA based actuators for micro-robotic devices : modelling, design and self sensing potentials", *Workshop on Magnetic Shape Memory Alloys*, 11-16 September 2005, Ascona, Suisse.

Communications nationales avec actes

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, C. LEXCELLENT, "Conversion d'énergie magnéto-thermo-mécanique dans les Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques", *Conférence sur les Sciences et Applications des Matériaux Electroactifs (CSA-ME'07)*, 6-7 septembre 2007, Toulouse, France

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, C. LEXCELLENT, "Modélisation hamiltonienne de systèmes non linéaires micro-mécatroniques. Application au développement et au contrôle d'actionneurs en AMFM", *2èmes Journées Doctorales / Journées Nationales MACS (JD-JN-MACS)*, 9-11 juillet 2007, Reims, France.

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, N. CHAILLET, "Perspectives des alliages à mémoire de forme magnétiques pour la microrobotique", *Actes des Troisièmes Journées du Réseau Thématique Pluridisciplinaire (RTP) Microrobotique*, 7-8 décembre 2004, Lausanne, Suisse.

Communications nationales sans actes

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, C. LEXCELLENT, "Conversion d'énergie magnéto-thermo-mécanique dans les Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques", *Présentation dans le cadre du groupe de travail Manipulation multi-échelle du GDR Robotique*, 28 septembre 2007, Marseille, France

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, C. LEXCELLENT, "Actionneur multistable à base d'Alliage à Mémoire de Forme Magnétique", *Ateliers du Laboratoire Européen Associé en Microtechnique*, 12-13 septembre 2006, Arc et Senans, France.

J. Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, N. CHAILLET, C. LEXCELLENT, "Conversion magnéto-mécanique dans les Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques. Application au développement et à la commande d'actionneurs intelligents", *Ateliers du Laboratoire Européen Associé en Microtechnique*, 20-21 septembre 2005, Arc et Senans, France.

J.Y. GAUTHIER, A. HUBERT, J. ABADIE, C. LEXCELLENT, N. CHAILLET, "Les alliages à mémoire de forme magnétiques (AMFM) : de la modélisation aux applications", *Présentation dans le cadre du groupe de travail SYSME du GDR MACS*, 8 avril 2005, INSA de Lyon, France.

Résumé

Dans le domaine de la mécatronique, l'utilisation de matériaux actifs est en constante évolution en raison de l'arrivée de nouveaux matériaux toujours plus performants. Les Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques (AMFMs) sont des matériaux actifs apparus relativement récemment qui peuvent se déformer de 6 à 10 % sous l'application d'un champ magnétique. Permettant un actionnement rapide avec des déformations importantes, ces alliages sont des bons candidats pour la conception de nouveaux actionneurs. Cependant, ils présentent des caractéristiques non-linéaires avec hystérésis qu'il faut prendre en compte dès la phase de conception et de développement de leur commande afin d'améliorer les performances des nouveaux systèmes. Dans cette thèse, nous proposons une modélisation des AMFMs basée sur la thermodynamique des processus irréversibles à variables internes prenant en compte les effets du champ magnétique, des contraintes mécaniques appliquées ainsi que de la température. Une modélisation dynamique non-linéaire de systèmes mettant en œuvre des AMFMs est également développée en utilisant les formalismes de Lagrange et Hamilton. Ces modélisations énergétiques nous permettent de proposer des nouvelles structures d'actionneurs ainsi que des nouvelles lois de commande hybrides bien adaptées au comportement dynamique hystérétique de ce type d'actionneurs. Les résultats théoriques de ces études sont validés par des réalisations de prototypes et des essais expérimentaux.

Mots-clés : mécatronique, matériaux actifs, Alliages à Mémoire de Forme Magnétiques, modélisation, actionneur, commande, hystérésis.

Abstract

In the mechatronics field, smart materials use is in continuous evolution because of the coming of new materials always more efficient. Magnetic Shape Memory Alloys (MSMAs) are active materials relatively recently discovered which present strain of 6 to 10 % under a magnetic field action. Because of their fast actuation and high strain, these alloys are good candidates for new actuators design. However, nonlinear behavior and hysteresis have to be taken into account in the design stage and the control development to increase the characteristics of the new systems. In this thesis, we propose a modeling of MSMA based on the thermodynamics of irreversible processes with internal variables. It takes into account the magnetic and mechanical applied fields including temperature effects. Nonlinear dynamic modeling of systems using MSMA is also developed through lagrangian and hamiltonian formalisms. These energetic models help us to propose new actuator structures and new hybrid controllers well suited for the dynamic hysteretic behavior of this kind of actuators. Theoretical results of these studies are validated by prototypes building and experimental test benches.

Keywords : mechatronics, smart materials, Magnetic Shape Memory Alloy, modeling, actuator, control, hysteresis.